Die Bestimmung des integrierten Mittelwertes von Atmospherics und sein Zusammenhang mit der ionosphärischen Dämpfung während normaler und gestörter Ausbreitungsverhältnisse im Längstwellenbereich

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität in Göttingen

vorgelegt von
Werner Graf
aus Probsthain

Göttingen 1976

Die Bestimmung des integrierten Mittelwertes von Atmospherics und sein Zusammenhang mit der ionosphärischen Dämpfung während normaler und gestörter Ausbreitungsverhältnisse im Längstwellenbereich

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität in Göttingen

vorgelegt von
Werner Graf
aus Probsthain

Göttingen 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D 7

Referent: Prof. Dr W. Dieminger
Korreferent: Prof. Dr. M. Siebert
Tag der mündlichen Prüfung: 29. 4. 1976

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung 1

1.1 Die Natur der Atmosphärischen Störungen und ihre Ursachen 1

1.2 Problemstellung 3

2. Das Meßverfahren 6

2.1 Das Meßprinzip 7

2.1.1 Antennenverstärker 9
2.1.2 Selektivverstärker 9
2.1.3 Gleichrichter- und Integratorstufe 12

2.2 Mögliche Fehlerquellen bei der Messung des atmosphärischen Funkstörpegels 13

3. Tages- und jahreszeitliche Variationen des atmosphärischen Funkstörpegels im Längstwellenbereich von 9-49 kHz 15

3.1 Der winterliche Tagesgang des Störpegels 17

3.2 Der sommerliche Tagesgang des Störpegels 25

4. Die Auswirkungen von Solar-Flare-Effekten auf Längstwellenregistrierungen 29

4.1 Individuelle Registrierbeispiele 29

4.2 Statistische Beziehungen zwischen Solar-Flare-Effekten und Sferics-Registrierungen 39

5. Interpretation der Messungen anhand geeigneter Wellenleitermodelle 50

5.1 Wellenleiter-Mode Theorie 50

5.2 Vergleich der Atmosphericsmessungen mit berechneten Übertragungseigenschaften verschiedener Wellenleitermodelle 52

6. Zusammenfassung 59

7. Literaturverzeichnis 62

1. Einleitung

1.1 Die Natur der Atmosphärischen Störungen und ihre Ursachen

Atmospherics sind elektromagnetische Strahlungsimpulse, die sich im Wellenleiter zwischen Erde und Ionosphäre ausbreiten. Als störende Knackgeräusche im Rundfunkempfänger bei der Annäherung von Gewittern sind sie allgemein bekannt. Die atmosphärischen Störungen werden von Gewitterblitzen verursacht, die mit einigen Schwerpunkten über der ganzen Welt verstreut niedergehen. Die mittlere Anzahl der Blitze auf der gesamten Erde beträgt etwa 120/sec (Volland, 1963). Eine Blitzentladung setzt eine räumliche Trennung elektrischer Ladungen in der Gewitterwolke voraus. Eine derartige Trennung geschieht bei der Graupelbildung in der Gewitterwolke. Beim Abspalten kleiner Eispartikel von den Graupeln werden die Eissplitter positiv geladen, die Graupeln negativ. Durch den schnelleren Fall der Graupeln kommt es zu einer Ladungstrennung (Israel, 1961; Mason, 1963). Überschreitet die elektrische Feldstärke einen gewissen Schwellwert von etwa 100 V/m, so kommt es zu einer elektrischen Blitzentladung, wobei Stromstärken von 10.000 bis 100.000 Ampére für die Dauer von etwa 10^{-4} Sekunden im Blitzkanal auftreten (Müller-Hillebrand, 1961). Erreicht die Entladung den Erdboden, so spricht man von Erdblitzen, endet die Entladung oberhalb des Erdbodens in einer Wolke, so bezeichnet man den Blitz als Wolkenblitz.

Man kann den Blitzkanal als eine riesige strahlende Antenne ansehen, deren Strahlungsfeld in angemessener Entfernung durch die zeitliche Änderung der Stromstärke, also durch dI/dt bestimmt ist. Diese Strahlung läßt sich im Frequenzbereich von 1 bis 10^9 Hz nachweisen. Von Erdblitzen wird eine größere elektromagnetische Energie abgestrahlt als von Wolkenblitzen (Taylor, 1963).

Das Intensitätsmaximum der Strahlungskomponente läßt sich aus der Zeitdauer des Blitzes abschätzen, wenn man den Zeitablauf

von dI/dt in grober Näherung als einmalige Sinusschwingung annimmt. Bei einer Dauer dieses Sinusimpulses von 10^{-4} Sekunden ergibt sich als Frequenz des Maximums einer gedachten Fourrierzerlegung 10 kHz. Das Intensitätsmaximum liegt also im Längstwellenbereich, so daß wegen guter Ausbreitungsbedingungen in diesem Bereich Atmospherics noch in sehr großer Entfernung von ihrem Entstehungsort registriert werden können.

Die elektromagnetische Ausstrahlung der Blitze wird auf ihrem Wege zur Empfangsantenne noch in dem vom Erdboden und der Ionosphäre gebildeten Wellenleiter verformt.

Messungen an Atmospherics sind sowohl für die Meteorologie als auch für die Ionosphärenforschung von Interesse. Durch gleichzeitige Peilung von Atmospherics an mindestens zwei Stationen können Gewitterherde geortet werden (Horner, 1964). Der englische Wetterdienst besitzt ein solches Peilnetz in West- und Südeuropa. Man kann Gewitterherde auch von nur einer Station aus orten, wenn man außer der einfallenden Richtung noch zusätzliche Charakteristika der Atmospherics mißt, die von der Entfernung und den Übertragungseigenschaften des Wellenleiters Erde-Ionosphäre abhängen. Durch geeignete Annahmen über die Übertragungseigenschaften des Wellenleiters läßt sich so die Entfernung des Blitzes bestimmen (Heydt, 1965). Sind umgekehrt der Entstehungsort der Blitze und ihre spektrale Amplitudenverteilung bekannt, so lassen sich aus dem empfangenen Spektrum der Atmospherics die Übertragungseigenschaften des ionosphärischen Wellenleiters als Funktion der Frequenz ermitteln. Die Messung des atmosphärischen Funkstörpegels ist außerdem für die Funkpraxis von Bedeutung, weil er eine der Grenzen für den Betrieb von Funkverkehrslinien darstellt.

1.2 Problemstellung

Die vorliegende Arbeit ist Teil eines Programms, das am Max-Planck-Institut für Aeronomie durchgeführt wurde und bei dem Längstwellenregistrierungen zur Überwachung des Ionisierungszustandes der unteren Ionosphäre diente. Denn für eine gute Reflexion derartig langer Wellen mit Wellenlängen zwischen 6 und 30 km reichen schon geringe Elektronenkonzentrationen aus, wie sie in der untersten Ionosphäre zwischen 60 und 90 km Höhe - der D-Region - erreicht werden. Geeignet angelegte Längstwellenmessungen bieten daher die Möglichkeit, diesen unteren Ionosphärenbereich zu studieren.

Es ist nicht möglich, in diesem Höhenbereich in situ wichtige Parameter kontinuierlich zu messen, denn Satelliten können nicht so tief und Ballone nicht so hoch fliegen; Raketenschüsse dagegen können nur Stichproben liefern. Man ist deshalb auf indirekte Messungen vom Boden aus angewiesen.

Ein Hauptgrund für die Durchführung derartiger Längstwellenmessungen war darüberhinaus der Wunsch, aus den Registrierungen plötzliche ionisierende Ereignisse im Höhenbereich zwischen 60 und 90 km schnell zu erkennen und auf ihre Stärke zu schließen. Solche ionisierende Ereignisse sind vor allem Sonneneruptionseffekte, bei denen die starke Zunahme der solaren Röntgenstrahlung eine zusätzliche Ionisierung der tiefen Schichten der Ionosphäre bewirkt (Chilton et al., 1965).

Im folgenden soll kurz auf die am Institut durchgeführten Längstwellenmessungen eingegangen werden. Es sind dies:

1) die Registrierung der Amplitude und Phase der Empfangsfeldstärke weit entfernter Längstwellensender (Entfernung mehrere 1000 km),

2) die Registrierung der Amplitude einiger relativ nah gelegener Längstwellensender (Entfernung einige 100 km).

3) die Registrierung des Atmosphericspegels auf einer Reihe von Frequenzen zwischen 5 und 50 kHz.

Zu 1): Die Entfernungen der in Nord- und Mittelamerika gelegenen Längstwellensender von der Lindauer Empfangsstation liegen zwischen 6500 und 9000 km, ihre Frequenz zwischen 10 und 24 kHz. Da der Übertragungsweg dieser Sender über hohe geomagnetische Breiten läuft, eignen sich diese Registrierungen vor allem zur Entdeckung von Polkappenabsorptionseffekten (PCA-Effekten). Diese Effekte kommen dadurch zustande, daß Protonen sehr hoher Energie aus der Sonne herausgeschleudert werden. Sie werden vom Erdmagnetfeld so abgelenkt, daß sie nur innerhalb der Polkappen in die Atmosphäre eindringen und eine zusätzliche Ionisation im D-Gebiet hervorrufen. Derartige PCA-Effekte machen sich im wesentlichen durch eine sehr starke Erhöhung der nächtlichen Ausbreitungsdämpfung bemerkbar (Rinnert, 1971). Die Interpretation der Registrierungen solcher weit entfernter Längstwellensender gelingt am besten mit Hilfe der Wellenleiter-Mode-Theorie.

Zu 2): Eine weitere Methode der Längstwellenmessungen am Institut ist die Amplitudenregistrierung von Längstwellensendern, die einige 100 km vom Empfangsort entfernt sind. Es sind dies der Sender Rugby, der auf 16 kHz und 60 kHz sendet, der Sender Criggion auf 19,6 kHz und der Sender Prag auf 50 kHz. Da wegen der geringen Senderentfernung die Empfangsfeldstärke mit einigen mV/m ziemlich hoch liegt, ist die Registrierung mit einfachen technischen Mitteln möglich. Die Interpretation derartiger Registrierungen geschieht am besten mit Hilfe der Strahlentheorie (Frisius, 1965; Stratmann, 1970; Degenhardt, 1974). Dieser Theorie liegt die Vorstellung zugrunde, daß die vom Sender ausgestrahlte Energie sich strahlenförmig durch Reflexion an der Ionosphäre und an der Erdoberfläche ausbreitet. Die Feldstärke am Empfangsort entsteht daher durch Interferenz der direkt vom Sender zum Empfänger gelangenen Welle und den mehrfach zwischen Ionosphäre und Erde hin- und herreflektierten Wellen.

Für die Gesamtfeldstärke sind also nicht nur die Amplituden, sondern auch die Phasenlagen der interferierenden Wellen maßgebend. Daher ist auch das zeitliche Verhalten der registrierten Feldstärke bei auftretenden Sonneneruptionen nicht einheitlich, da je nach Phasenlage der Boden- und Raumwellen eine Zusatzionisation in der D-Schicht entweder eine Zunahme oder eine Abnahme der registrierten Feldstärke hervorruft. Es ist also schwierig, aus derartigen Registrierungen direkt auf die Stärke eines Effektes zu schließen.

Zu 3): Eine weitere Möglichkeit der Längstwellenmessung besteht darin, daß man die Signale von Blitzen registriert, d.h., daß man die Blitze als natürliche Versuchssender benutzt. Gegenüber der Registrierung kommerzieller Sender hat man dabei den Vorteil, daß man innerhalb eines weiten Frequenzbereichs messen kann, während man bei der Senderregistrierung nur auf einige diskrete Frequenzen von Sendern angewiesen ist, die am Empfangsort mit zum Empfang ausreichender Feldstärke registriert werden können. Geeignet angelegte Atmospherics-Registrierungen können daher die Senderregistrierungen ergänzen. Die Interpretation der Atmospherics-Messungen geschieht am besten anhand der Wellenleiter-Mode-Theorie, da die registrierten Atmospherics ihren Ursprung meist in einer Entfernung von mehr als 1000 km haben.

Nachteilig gegenüber der Senderregistrierung ist die Atmospherics-Registrierung dadurch, daß die Verteilung der Blitze auf der Erde zu einem bestimmten Zeitpunkt nicht bekannt ist. Es existieren lediglich Karten, die die Gewitterhäufigkeit während eines Zeitraumes von mehreren Monaten als Funktion der geographischen Koordinaten angeben. Will man daher aus den Registrierungen der Atmospherics-Aktivität auf die Ausbreitungsverhältnisse für Längstwellen schließen, so muß man sich entweder auf die Betrachtung kurzzeitiger Änderungen der Ausbreitungsbedingungen beschränken, wie sie z.B. während solarer Eruptionen auftreten und während der die Verteilung der Gewitterherde sich nicht wesentlich ändert, oder

aber man muß über die mittlere Entfernung der Gewitter geeignete Annahmen machen. In diesem Fall ist es allerdings besser, wenn man nicht die Registrierungen einzelner Tage zugrunde legt, sondern den Mittelwert des Atmosphericspegels, der über eine größere Anzahl von Tagen zu bestimmten Tageszeiten gemessen wurde.

2. Das Meßverfahren

Will man Messungen an Atmospherics durchführen, so hat man grundsätzlich zwei Möglichkeiten der Registrierung: Zum einen kann man den Zeitverlauf jedes einzelnen Atmospherics aufnehmen und anschließend durch geeignete Methoden analysieren (Revellio, 1956); zum anderen kann man die Empfangsapparatur gleich so anlegen, daß in ihr eine elektrische Spannung erzeugt wird, die ein Maß für die Stärke und die Anzahl der ankommenden Atmospherics ist, und diese Spannung läßt sich dann mit einem Linienschreiber aufzeichnen. Die erste Methode der Einzelregistrierung von Atmospherics ist sehr aufwendig und daher nur stichprobenweise möglich. Für eine kontinuierliche Überwachung der tiefen Ionosphäre kommt sie daher nicht in Betracht. Für eine derartige Dauerüberwachung ist vielmehr die zweite Methode einer kontinuierlichen Registrierung des Atmospherics-Pegels besser geeignet.

Die bisher benutzten Meßverfahren sind sehr unterschiedlich (URSI-special report 1962). Oft wird ein Verfahren benutzt, bei dem die Atmospherics gezählt werden, die innerhalb eines schmalen Frequenzbandes während einer bestimmten Zeitspanne, z.B. einer Minute, eine Mindestamplitude überschreiten. Ein ähnliches Verfahren ist die Messung des Prozentsatzes der Zeit, während der die empfangenen Atmospherics einen bestimmten Schwellwert überschreiten. Die auf diese Weise gemessenen Größen sind zwar ein Maß für die Atmospherics-Aktivitäten, aber ihre Abhängigkeit von der Übertragungsfunktion und dem Ursprungsspektrum der Blitzsignale ist kompliziert und jedenfalls nicht explizit angebbar.

Physikalisch sinnvoller wäre die Messung einer Größe, die der mittleren spektralen Amplitudendichte der einfallenden Atmospherics proportional ist. Die spektrale Amplitude der empfangenen Atmospherics setzt sich multiplikativ aus dem ursprünglichen Ausstrahlungsspektrum des Blitzes und der Übertragungsfunktion des Wellenleiters zusammen. Ist daher das Ursprungsspektrum bekannt, so läßt sich aus dem gemessenen Empfangsspektrum die Übertragungsfunktion des Wellenleiters Erde-Ionosphäre direkt angeben. Bei geeigneten Annahmen über die mittlere Entfernung der Blitze läßt sich dann aus der Übertragungsfunktion auf die Wellenleitereigenschaften schließen.

2.1 Das Meßprinzip

Die Apparatur zur Messung des integrierten Mittelwertes besteht aus einer geeigneten Antenne, einem schmalbandigen Empfänger mit nachfolgender Gleichrichter-Integrator- und Schreiberstufe. Die von der Antenne kommenden Atmospherics-Signale werden dem Selektivverstärker zugeführt, der auf die jeweils zu messende Frequenz abgestimmt ist. Beim Durchlaufen des Selektivverstärkers werden die Atmospherics-Impulse zu an- und abklingenden Schwingungszügen verformt, die in der nachfolgenden Gleichrichterstufe gleichgerichtet werden. Von den so gleichgerichteten Impulsen wird in der Integratorstufe der zeitliche Mittelwert über eine Zeit von etwa 100 Sekunden gebildet, und dieser Wert wird schließlich mit Linienschreibern registriert.

Der Zeitverlauf E(t) der Feldstärke eines Atmospherics am Empfangsort läßt sich nach Fourrier darstellen als

$$E(t) = \int_0^\infty A(\omega) \sin \left[\omega t + \varphi(\omega) \right] d\omega \qquad (1)$$

wobei A(ω) als spektrale Amplitude bezeichnet wird. Legt man an den Eingang des Empfängers eine Spannung, die dem zeitlichen Verlauf

E(t) der Feldstärke des Atmospherics proportional ist, so erregt der Impuls die selektiven Elemente des Empfängers. Am Empfängerausgang entsteht dann ein hochfrequenter Schwingungszug, der bei hinreichend schmalbandigen Empfängern den zeitlichen Verlauf

$$U_A(t) = A(\omega_m) \cdot \int_0^\infty V(\omega) \cdot \cos(\omega t + \delta(\omega))\, d\omega \qquad (2)$$

hat. Dabei ist ω_m die Mittenfrequenz, $V(\omega)$ und $\delta(\omega)$ bedeuten Betrag und Phase der Übertragungsfunktion des Verstärkers. Die hochfrequente Ausgangsspannung des Selektivverstärkers ist also proportional der spektralen Amplitude des Atmospherics, und liefert über der Zeit aufgetragen ihre Hüllkurve. Im Integrator wird mit einer Integrationszeit von ca 100 Sekunden der zeitliche Mittelwert U_{aV} der Hüllkurvenspannungen am Ausgang der Gleichrichterstufen gebildet. Es ist daher

$$U_{aV} = \bar{A}(\omega_m) \cdot \bar{n} \qquad (3)$$

wobei $\bar{A}(\omega_m)$ die mittlere spektrale Amplitude der Atmospherics ist, und $\bar{n}$ ist die Zahl der im Mittel pro Zeiteinheit am Beobachtungsort ankommenden Atmospherics. Der integrierte Mittelwert der Atmospherics ist also proportional der mittleren spektralen Amplitude und der Zahl der pro Zeiteinheit ankommenden Atmospherics.

Die spektrale Amplitude der empfangenen Atmospherics ist abhängig von der spektralen Amplitude $g(\omega)$ der Strahlungskomponente der Blitze und der Ausbreitungsfunktion $F(\rho,\omega)$:

$$A(\omega) = g(\omega) \cdot F(\rho,\omega) \qquad (4)$$

Die Ausbreitungsfunktion $F(\rho,\omega)$ ist stark von der Frequenz ω und der Länge des Übertragungsweges ρ abhängig. Außerdem variiert sie tages- und jahreszeitlich. Nimmt man an, daß der gesamte Sferics-pegel im wesentlichen durch einen Gewitterherd in der Entfernung ρ verursacht wird, der die mittlere Blitzzahl $\bar{n}$ pro Zeiteinheit hat,

so gilt für den integrierten Mittelwert der Atmospherics am Empfangsort:

$$E_{av} = g(\omega) \cdot F(\rho,\omega) \cdot \bar{n} \qquad (5)$$

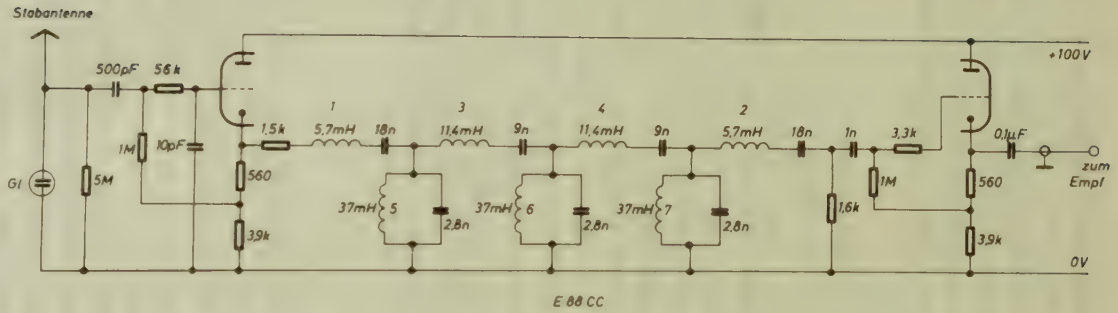
Der integrierte Mittelwert ist also direkt ein Maß für die Übertragungsfunktion des Wellenleiters, wenn das Quellspektrum $g(\omega)$ bekannt ist.

2.1.1 Antennenverstärker

Der Störpegel wird auf einer Reihe von Frequenzen zwischen 5 und 50 kHz gemessen. Als Antenne dient eine 6 m hohe Stabantenne. Unmittelbar an ihrem Fußpunkt befindet sich zur Anpassung an den hohen kapazitiven Antennenausgangswiderstand ein Kathodenverstärker (Abb. 1) mit nachfolgendem Bandpaß bei einem Durchlaßbereich von 5 bis 50 kHz zur Vorselektion. Ein weiterer Kathodenverstärker dient zur Anpassung an das etwa 25 m lange Koaxialkabel, das zur Empfangsanlage führt. Die Verwendung von Röhren im Antennenverstärker bei sonst voll transistorisierter Empfangsanlage erfolgte wegen der großen Temperaturunterschiede im Freien und wegen der größeren Spannungsfestigkeit bei durch Nahblitze auftretenden Überspannungen.

2.1.2 Selektivverstärker

Die durch das Antennenkabel kommenden Atmospherics-Signale werden einer Reihe von Meßkanälen zugeführt, die auf den Frequenzen 5, 9, 13, 22, 27, 35 und 49 kHz den integrierten Mittelwert des Störpegels mißt. Die Selektivverstärker der einzelnen Meßkanäle sind 4-stufige Transistorverstärker mit kritisch gekoppelten Zweikreisbandfiltern. Abb. 2 zeigt die Schaltung einer der gleich aufgebauten 4 Stufen der Selektivverstärker. Sie besteht im wesentlichen aus einem in Emitterschaltung arbeitenden Transistorverstärker, in dessen Kollektorleitung das kapazitiv gekoppelte Bandfilter liegt, und aus einem als Trennstufe wirkenden Emitter-



Gl	Glimmlampe 110 V		
1÷2	5,7mH	115 Wdg 0,45mm ∅	Kern 26/16 3H1 C 6A AL 400 Valvo abstimmbar
3÷4	11,4mH	165 Wdg 0,35 mm ∅	
5÷6÷7	37mH	297 Wdg 0,28mm ∅	

Abb. 1 Antennenverstärker mit Bandpass

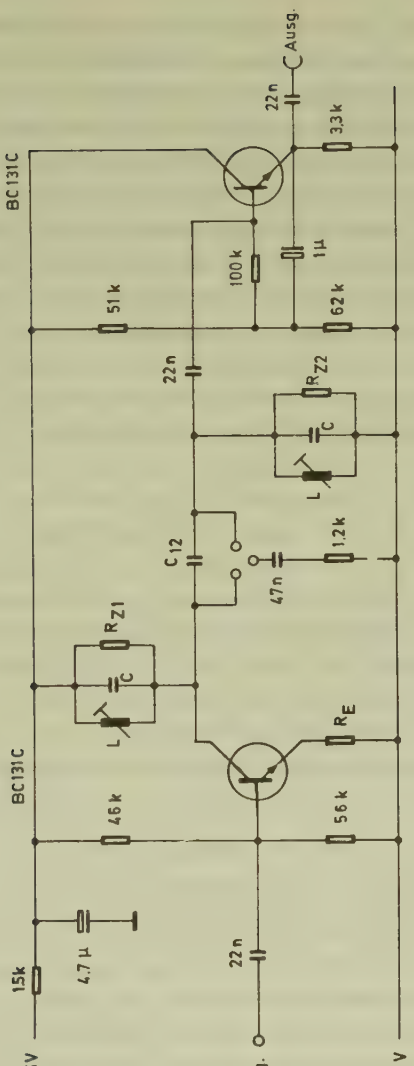


Abb. 2 Schmalbandige Verstärkerstufe des 4-stufigen Selektivverstärkers

folger. Zum genauen Abgleich von Bandbreite und Mittenfrequenz läßt sich durch Parallelschaltung eines Widerstandes von 1,2 kΩ jeweils einer der beiden Resonanzkreise stark bedämpfen. Nach Gl. (2) ist der integrierte Mittelwert proportional der spektralen Amplitude der Atmospherics. Der Proportionalitätsfaktor hängt dabei von der komplexen Übertragungsfunktion $\underline{V}(\omega)$ des Selektivverstärkers ab. Will man also auf verschiedenen Frequenzen die integrierten Mittelwerte registrieren, um so das Störpegelspektrum zu erhalten, so ist darauf zu achten, daß die Übertragungsfunktion im Durchlaßbereich bei allen Selektivverstärkern die gleiche ist.

Für ein kritisch gekoppeltes Zweikreisbandfilter ergibt sich die komplexe Übertragungsfunktion (Meinke-Gundlach, 1962)

$$\underline{V}(\omega) = \frac{-j}{\sqrt{2} \cdot C \cdot B \cdot (1-\frac{\Delta\omega^2}{B^2}) + 2\,j\,\Delta\omega} \qquad (6)$$

Dabei ist $\Delta\omega$ die Abweichung der Frequenz von der Resonanzfrequenz der Kreise, B die Bandbreite und C die Schwingkreiskapazität. Die Form der Übertragungskurve hängt also nur von der Bandbreite und der Kapazität ab. Es wurde daher durch entsprechende Dämpfung der Resonanzkreise die Bandbreite bei allen Selektivverstärkern gleich 200 Hz gemacht und die Resonanzkreise erhielten eine Kapazität von 5 nF.

2.1.3 Gleichrichter- und Integratorstufe

Wegen des Impulscharakters des Störpegels ist bei der Konstruktion der Gleichrichterstufe auf einen großen linearen Aussteuerbereich zu achten. Es dürfen weder die großen Impulse begrenzt, noch die Vielzahl der kleinen Impulse unterdrückt werden. Die Dynamik muß daher wesentlich größer als der Registrierbereich sein und mindestens 60 dB betragen (Schäning, 1966). Diese Werte sind mit einer herkömmlichen Gleichrichterschaltung wegen der hohen Knickspannung der Dioden nicht zu erreichen. Zur Gleichrichtung wird daher ein

Rechenverstärker benutzt, in dessen Gegenkopplungszweig die Gleichrichteranordnung geschaltet wird. Die wirksame Knickspannung der Dioden wird dadurch um den Betrag der Schleifenverstärkung herabgesetzt, so daß man bereits bei Eingangssignalen von einigen Millivolt eine lineare Gleichrichtung erhält. Abb. 3 zeigt das Schaltschema. Auf einen als Trennstufe wirkenden Emitterfolger folgt der als linearer Gleichrichter geschaltete Operationsverstärker, der zusätzlich zu seiner Gleichrichterwirkung noch eine 3-fache Signalverstärkung liefert. Im Gegenkopplungszweig liegen zwei Diodenpaare entgegengesetzter Polarität in Serie mit je einem 10 kΩ-Widerstand. An diesen beiden Widerständen erscheinen die positiven bzw. negativen Halbwellen der Eingangsspannungen. Diese positiven und negativen Anteile des Eingangssignals werden je zwei identisch aufgebauten Integrationsverstärkern zugeführt, die den zeitlichen Mittelwert der zugeführten Halbwellenspannungen bilden. Die Integrationszeit wird dabei durch die RC-Kombination in den Gegenkopplungszweigen der Operationsverstärker gebildet und beträgt 100 sec. Die vom Linienschreiber zu messende Registrierspannung wird zwischen den beiden Ausgängen der Integrationsverstärker abgenommen.

2.2 *Mögliche Fehlerquellen bei der Messung des atmosphärischen Funkstörpegels*

Aufgrund unserer Erfahrungen sind besonders die folgenden Bedingungen einzuhalten, um apparative Fehlerquellen bei der Messung des integrierten Mittelwertes atmosphärischer Funkstörungen zu vermeiden:

1) Ein Dynamikbereich von 60 dB des Empfängers ist mindestens zu fordern, weil sonst die gemessenen Werte nicht nur von der Größe des Störpegels abhängen, sondern auch von den begrenzenden Eigenschaften des Empfängers. So ergab z.B. ein Vergleich mit einer älteren Anlage, die nur einen Dynamikbereich von 35 dB hatte, bei kleinen

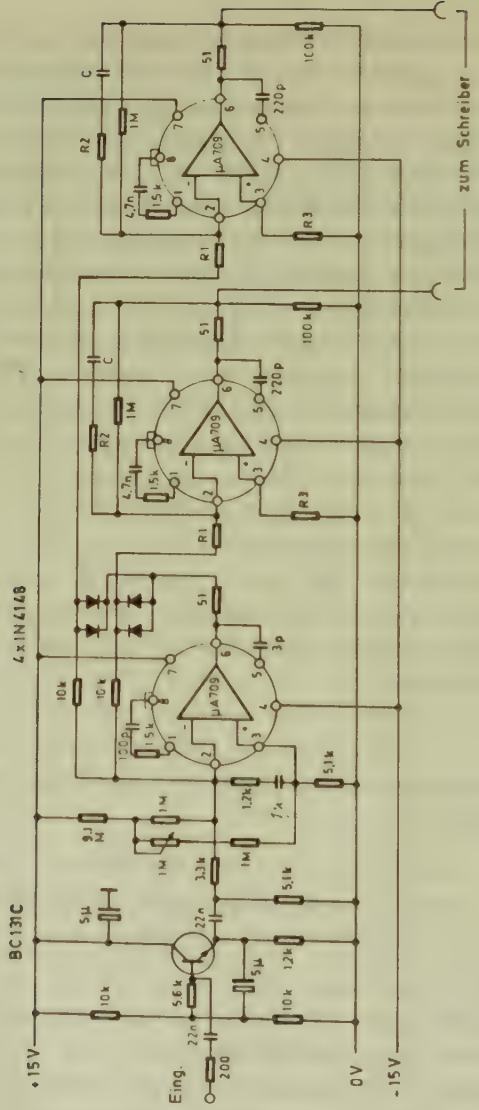


Abb. 3 Gleichrichter- und Integratorstufe

Störpegeln eine Abweichung von fast 300 %, während bei großen Störpegeln eine gute Übereinstimmung erzielt wurde.

2) Störungen der Registrierungen können auch durch Kreuzmodulationseffekte am Eingangskreis auftreten, die durch starke Rundfunksender oder technische Störer verursacht werden können, deren Frequenz weit außerhalb des Längstwellengebietes liegt. Durch starke Gegenkopplung des Antennenverstärkers und Vorselektion durch einen Bandpaß der nur die Frequenzen des Längstwellenbereichs zu den Empfangskanälen gelangen läßt, konnten diese Effekte weitgehend unterdrückt werden.

3. Tages- und jahreszeitliche Variationen des atmosphärischen Funkstörpegels im Längstwellenbereich von 9-49 kHz.

Für den Tagesgang des Störpegels auf einer vorgegebenen Frequenz sind zwei Faktoren bestimmend:

1) der Tagesgang der Quellenentwicklung, die von der Entwicklung der Wetterlage abhängt;
2) die Veränderung der ionosphärischen Ausbreitungsdämpfung, die im wesentlichen einem Sonnenstandsgesetz folgt.

Wegen der täglich wechselnden Wetterlage sind die Tagesgänge des Sfericspegels an verschiedenen Tagen auch unterschiedlich. Das veranschaulicht die Abb. 4, die die Tagesgänge von 8 aufeinanderfolgenden Tagen ineinandergezeichnet wiedergibt.

Die Gebiete der stärksten Gewittertätigkeit der Welt, als Hauptquelle der atmosphärischen Störungen, sind aus Veröffentlichungen der World Meteorological Organisation zu entnehmen (WMO, 1956). Sie liegen in Indonesien, im tropischen Afrika und Amerika, ferner

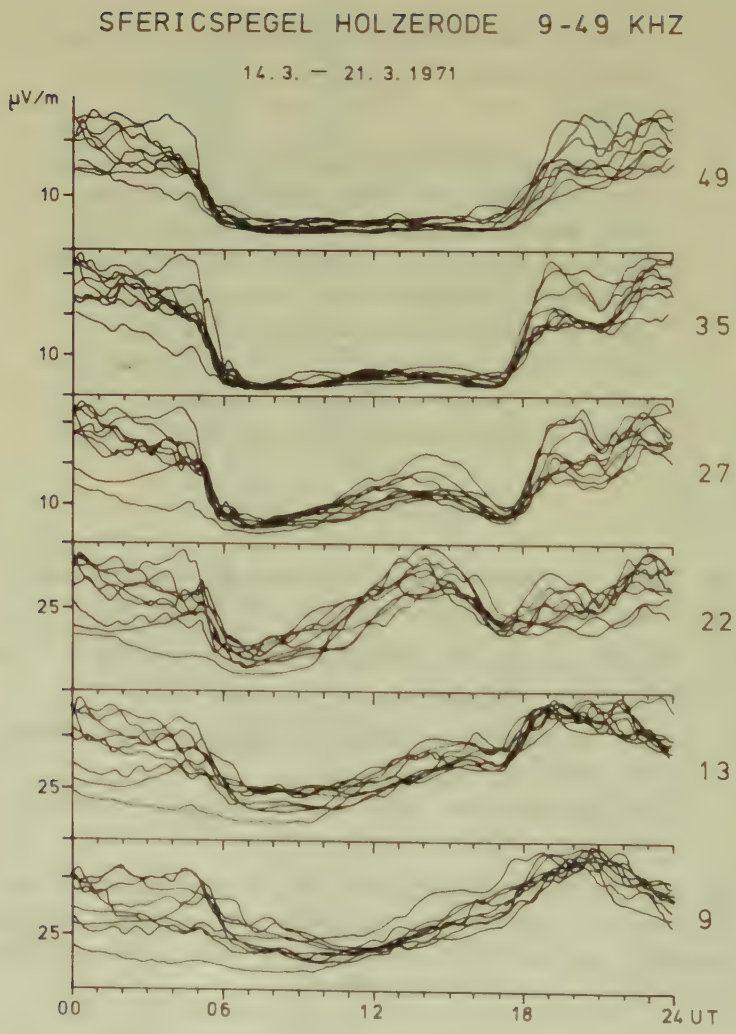


Abb. 4 Tagesgänge des Sfericspegels auf verschiedenen Frequenzen an 8 aufeinanderfolgenden Tagen. Die Ordinate gibt den integrierten Mittelwert in willkürlichen linearen Einheiten an.

in den Sommermonaten in Mittelamerika. Die Aktivität der Störquellen in Europa ist demgegenüber gering. Die Abbildungen 5 und 6 sind Kopien der von der WMO herausgegebenen Gewitterkarten und zeigen die Häufigkeitsverteilung der Gewitter auf der Welt für die Sommermonate Juni, Juli, August und die Wintermonate Dezember, Januar und Februar.

Die Störquellen, die in der Hauptsache den Störpegel in Mitteleuropa verursachen, sind uns aus Peilungen von Gewitterherden bekannt (Einsle, 1967). Während der Winterzeit gibt es nur zwei Hauptquellen. Am Tage den Mittelmeerraum und in der Nacht den Atlantik und das äquatoriale Amerika. Im Sommer gibt es immer zusätzlich ein ausgeprägtes Störquellengebiet über Osteuropa, das sehr wirksam auf den Tagespegel ist (Schäning, 1966).

Wegen der täglich sich ändernden Quellenverteilung und der daraus resultierenden Unterschiede in den Tagesgängen des Sfericspegels ist es zweckmäßig, den Mittelwert des Tagesganges über mehrere aufeinanderfolgende Tage zu betrachten, um charakteristische Merkmale besser erfassen zu können. Die Abbildungen 7 und 8 zeigen die mittleren monatlichen Tagesgänge des Sfericspegels für den Monat Dezember 1970 und Juni 1970.

3.1 Der winterliche Tagesgang des Störpegels.

Im Winter fehlen die Gewitterzentren im Nahbereich, so daß hier der Ausbreitungstyp der Registrierungen vorherrscht, d.h. der Tagesgang wird vorwiegend von den ionosphärischen Übertragungsbedingungen der Störungen von sehr weit entfernten Quellen bestimmt. In Abb. 7 sind die mittleren monatlichen Tagesgänge im Frequenzbereich von 9 bis 49 kHz wiedergegeben. Auf den Verlauf dieser Tagesgänge und deren Deutung soll im folgenden kurz eingegangen werden.

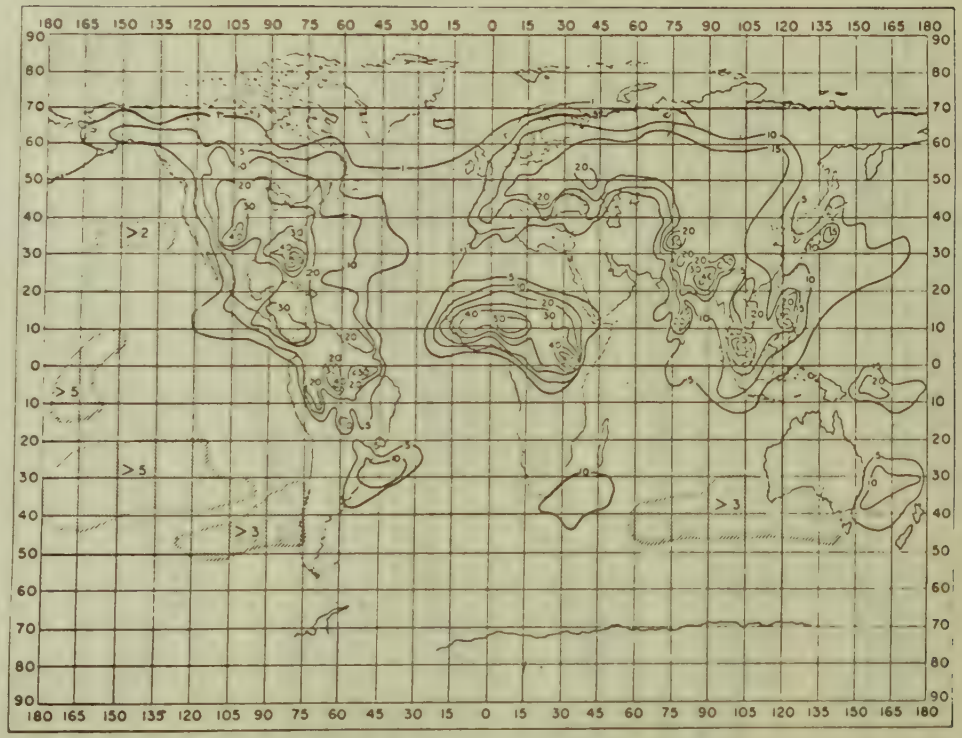


Abb. 5 Häufigkeitsverteilung der Gewittertage auf der Welt während der Monate Juni, Juli und August.

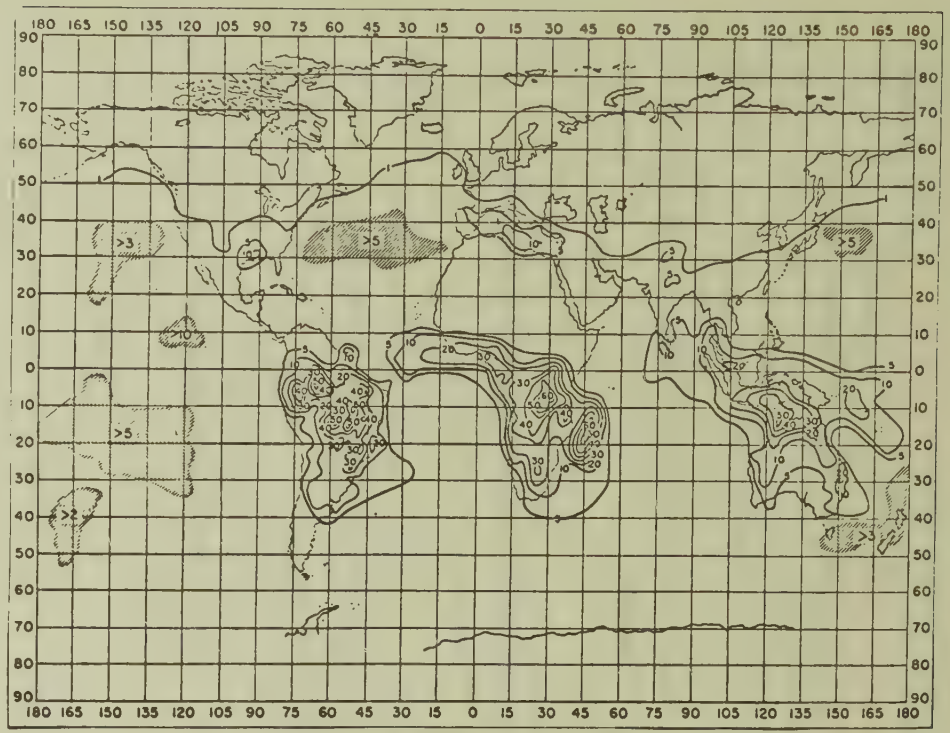


Abb. 6 Häufigkeitsverteilung der Gewittertage auf der Welt während der Monate Dezember, Januar und Februar.

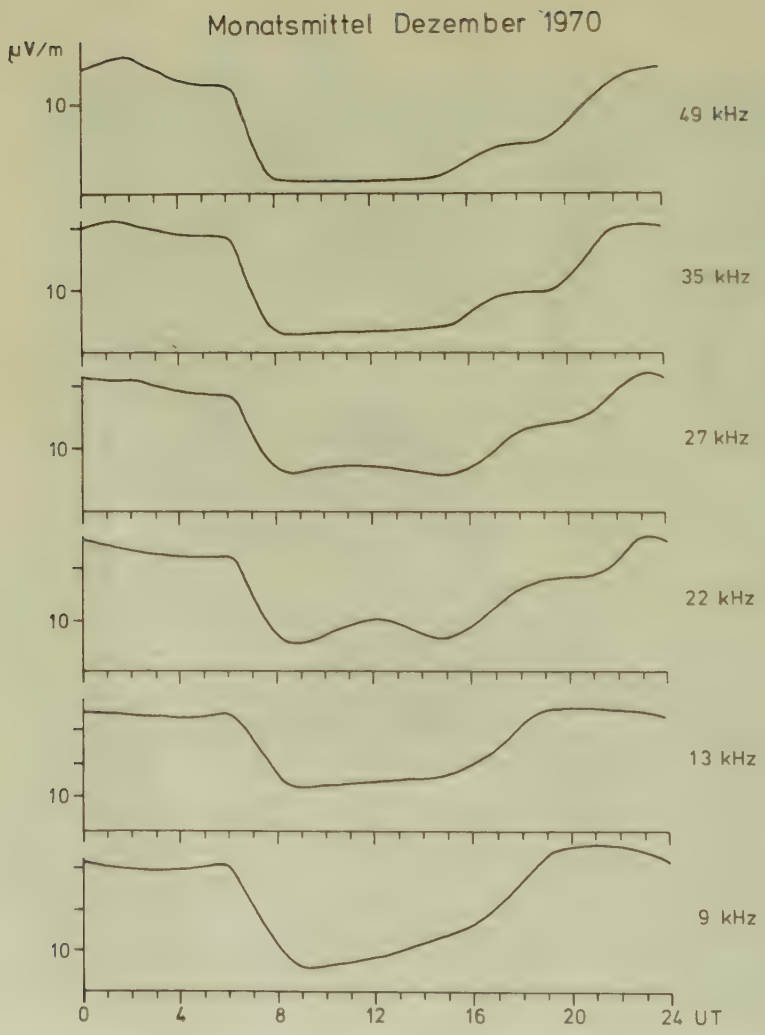


Abb. 7 Mittlerer monatlicher Tagesgang des Sfericspegels auf verschiedenen Frequenzen im Dezember 1970.

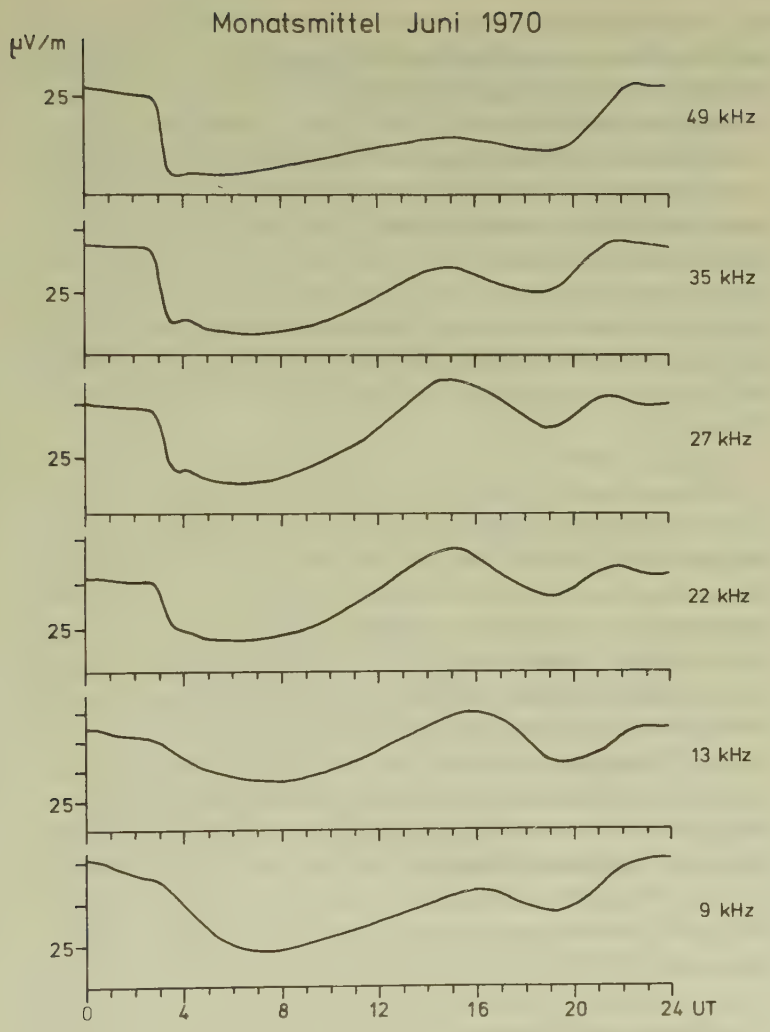


Abb. 8 Mittlerer monatlicher Tagesgang des Sfericspegels auf verschiedenen Frequenzen im Juni 1970.

Für die Ausbreitung der Störimpulse sind zu unterscheiden die gute nächtliche Ausbreitung über die E-Schicht und die mit merkbaren Dämpfungsverlusten verbundene Wellenausbreitung über die D-Region am Tage. Die hohen Nachtwerte sinken stark ab, wenn der letzte Reflexionspunkt auf der Strecke von der Quelle zum Empfänger vom Sonnenlicht erreicht wird. Das geschieht, wenn das Sonnenlicht die untere Ionosphäre in etwa 90 km Höhe an einem Punkt 700 - 900 km westwärts vom Beobachtungsort erreicht (Lauter, 1966). Dabei ist der morgendliche Abfall im Störpegel um so steiler, je höher die registrierte Frequenz ist. Dieser plötzliche Abfall erklärt sich aus der Ausbildung eines ionisierten Schirmes unterhalb der E-Schicht, der vor allem für die Frequenzen oberhalb 22 kHz stark dämpfend wirkt.

Während aber bei 35 und 49 kHz die tiefen Vormittagswerte über den ganzen Tag anhalten, zeigt sich auf 22 kHz und 27 kHz ein Mittagsmaximum, das eine Folge besserer Ausbreitung bei höherem Sonnenstand ist. Daß es sich hierbei wirklich um ein Sonnenstandsgesetz handelt und nicht um ein Maximum der Gewittertätigkeit um die Mittagszeit, erkennt man an den Tagesgängen auf den Frequenzen 13 und 9 kHz. Hier fällt der Pegel bei Sonnenaufgang ebenfalls ab, steigt dann aber im Tagesverlauf kontinuierlich an ohne ein Maximum um die Mittagszeit. Es ist anzunehmen, daß dieser kontinuierliche Anstieg den Tagesgang der Gewittertätigkeit im Quellgebiet widerspiegelt, der in den Abendstunden ein Maximum erreicht (Mühleisen, 1967). Daß der Sonnenstandswinkel sich bei diesen Frequenzen um 10 kHz kaum auf die Übertragung auswirkt, läßt sich aus dem geringen Einfluß von Sonneneruptionseffekten auf den Störpegel in diesem Frequenzbereich schließen.

Mit der Auflösung der D-Schicht nach Sonnenuntergang steigt der Störpegel auf allen Frequenzen wieder an. Etwa ab 21.00 UT tritt auf den höheren Frequenzen ab 22 kHz erneut eine Zunahme des Störpegels ein, während gleichzeitig auf den Frequenzen 13 kHz und

9 kHz keine Änderung bzw. eine leichte Abnahme erfolgt. Diese Zunahme bei den höheren Frequenzen tritt ein, wenn die Sonnenuntergangslinie in 90 km Höhe den südamerikanischen Kontinent erreicht, so daß für die starken südamerikanischen Quellen auf der gesamten Ausbreitungsstrecke Nachtbedingungen herrschen. Daß auf den Frequenzen um 10 kHz eine derartige Zunahme nicht zu erkennen ist, läßt darauf schließen, daß auf diesen Frequenzen die nächtliche ionosphärische Dämpfung größer ist als auf den Frequenzen ab 22 kHz. Die Verbesserung der Übertragungsbedingungen für die weit entfernten südamerikanischen Quellen nach Sonnenuntergang macht sich daher nicht in dem Maße bemerkbar wie das Nachlassen der Gewittertätigkeit im Mittelmeerraum in den späten Nachtstunden.

Die Abb. 9a zeigt das gemessene Störpegelspektrum für die Mittagszeit und für Mitternacht. Um aus diesen Spektren auf die Ausbreitungsdämpfung als Funktion der Frequenz schließen zu können, ist das Quellspektrum der Blitze nach Messungen von Taylor und Jean (Taylor und Jean, 1959) mit eingezeichnet. Die Kurven sind auf den Wert 1.0 bei 13 kHz normiert. Wie man sieht, steigt die Dämpfung unterhalb von 13 kHz sowohl am Tage als auch nachts sehr schnell an, was auf die Annäherung an die Grenzfrequenz des 1. Wellenleitermodes zurückzuführen ist (Wait, 1962). Zwischen 20 und 25 kHz hat man am Tage ein Minimum der Dämpfung, darüber steigt die Dämpfung wieder kontinuierlich an. Bei etwa 30 kHz ist die Dämpfung etwa wieder gleich groß wie bei 13 kHz. Aus dem nächtlichen Störpegelspektrum entnimmt man eine wesentliche Verbesserung der Übertragung oberhalb 25 kHz.

In Abb. 9b ist der Verlauf der Ausbreitungsdämpfung als Funktion der Frequenz quantitativ wiedergegeben. Dabei wurde angenommen, daß die Hauptstörquellen am Tage im Mittelmeerraum liegen in etwa 2000 km und nachts in Südamerika und über dem südlichen Atlantik in etwa 6000 km Entfernung. Die Dämpfung ergibt sich gemäß der Austinschen Formel für die Übertragungsfunktion

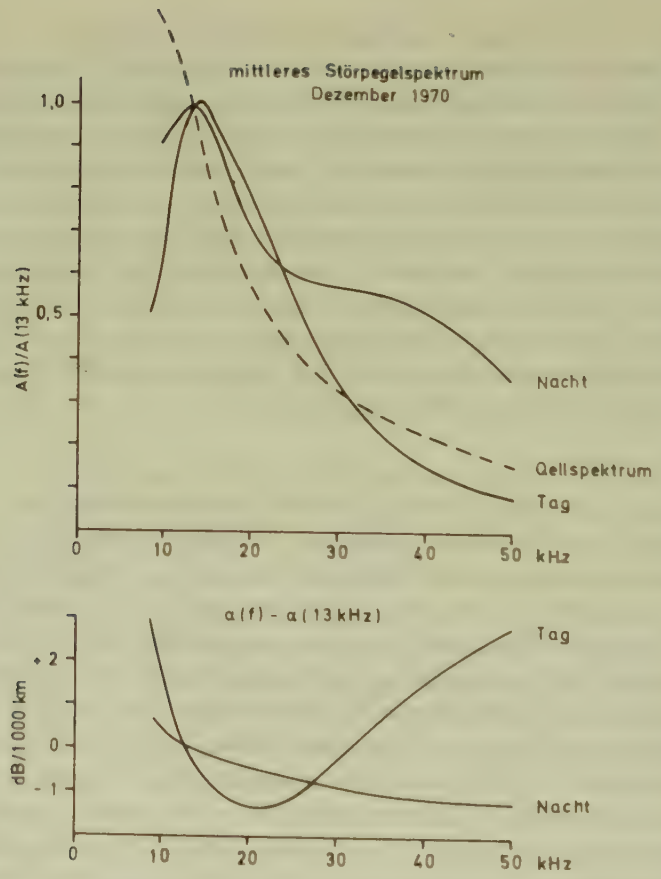


Abb. 9a Mittleres Störpegelspektrum zur Mittagszeit und um Mitternacht für Dezember 1970; gestrichelte Kurve: Mittleres Quellspektrum der Blitze nach Taylor und Jean. Die Kurven sind auf den Wert 1 bei 13 kHz normiert.

Abb. 9b Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungsdämpfung errechnet aus den Wert der Abb. 9a unter Annahme einer mittleren Entfernung der Störquellen von 2000 km am Tage und 6000 km bei Nacht.

$$F(\rho,\omega) = K \cdot \frac{e^{-\alpha\rho}}{\sqrt{\rho}} \qquad (7)$$

die für große Entfernungen gültig ist (Sao, 1964; Großkopf, 1970). Dabei ist $\alpha(\omega)$ die Dämpfungskonstante, die meist in dB/1000 km angegeben wird, ω die Frequenz und ρ die Entfernung. Aus den Gleichungen (7) und (5) und den Kurven in Abb. 9a wurde der Verlauf des Dämpfungsfaktors in Abb. 9b berechnet. Dabei wurde die Dämpfung bei 13 kHz als Bezugsnormal gewählt. Da allerdings die Annahme, daß die zum Störpegel beitragenden Atmospherics im wesentlichen aus einer einzigen Entfernung kommen und auch der Verlauf des Quellspektrums nur ungefähr bekannt ist, geben die angegebenen Dämpfungskurven die Verhältnisse nur größenordnungsmäßig richtig wieder.

3.2 Der sommerliche Tagesgang des Störpegels

Der mittlere Tagesgang des Störpegels für den Monat Juni 1971 ist in Abb. 8 dargestellt. Man erkennt wieder den morgendlichen Abfall bei Sonnenaufgang infolge der Abdeckung der E-Schichtübertragung durch die sich ausbildende D-Schicht. Hierbei ist wiederum der Abfall um so steiler, je höher die Frequenz ist.

Auf den höheren Frequenzen ab 22 kHz findet man häufig nach dem morgendlichen Abfall einen vorübergehenden Wiederanstieg. Dieser Wiederanstieg erfolgt, wenn die nach Sonnenaufgang durch Photodetachment-Prozesse an negativen Ionen verursachte Ionisierung vom normalen Aufbau der D-Region überholt wird und der Dämpfungsfaktor im letzten Reflexionspunkt wieder absinkt (Revellio, 1956). Der Störpegel wird dann wieder kleiner als Folge weiterer Verluste in der D-Region durch das Fortschreiten des 'Sonnenaufgangsschirmes' zu den anderen Reflexionspunkten und durch das Minimum in der täglichen Gewitterhäufigkeit. Dieser Wiederanstieg nach dem Abfall nach Sonnenaufang ist am deutlichsten auf 27 kHz und 35 kHz ausge-

prägt, fehlt oft auch völlig. Auf den Frequenzen 9 kHz und 13 kHz ist dieser Wiederanstieg nie zu beobachten. Dieser Wiederanstieg ist in Abb. 7, das den mittleren Tagesgang für Dezember zeigt, nicht zu sehen. Das liegt daran, daß dieser Erholungseffekt im Dezember seltener auftritt, so daß er durch die Mittelwertbildung in der Abb. nicht in Erscheinung tritt.

Nach dem morgendlichen Abfall steigt der Störpegel auf allen Frequenzen kontinuierlich bis zu einem Maximum am Nachmittag an, um dann wieder abzufallen. Dieses Maximum kommt einerseits durch den Tagesgang der Gewittertätigkeit in Mittel- und Osteuropa zustande, die infolge des Auftretens von Wärmegewittern am Nachmittag ebenfalls ihr Maximum erreicht, andererseits durch die Verbesserung der D-Schicht-Übertragung durch den höheren Sonnenstandswinkel um die Mittagszeit.

Den Einfluß des Sonnenstandswinkels erkennt man daran, daß das Nachmittagsmaximum um so früher eintritt, je höher die Frequenz ist. Das erklärt sich daraus, daß die Abhängigkeit der Übertragung vom Sonnenstandswinkel bei den höheren Frequenzen größer ist als bei den niedrigeren, so daß das Maximum mehr zur Mittagszeit hin verschoben wird.

Einen bedeutenden Unterschied im Verhalten des sommerlichen Störpegels gegenüber dem Verlauf im Winter erkennt man auf den Frequenzen 35 kHz und 39 kHz. Während im Winter die Übertragung auf diesen Frequenzen zwischen 8 und 16 h so schlecht ist, daß der Pegel sich kaum aus dem Untergrundrauschens erhebt, werden im Sommer am Tage wesentlich höhere Werte erreicht. Die verbesserte D-Übertragung bei größeren Sonnenhöhen wirkt sich also besonders bei den höheren Frequenzen ab 35 kHz aus.

Nach dem Absinken des Störpegels in den Abendstunden infolge schlechter werdender D-Schicht-Übertragung steigt dann der Störpegel

nach Sonnenuntergang wieder an. Ein nochmaliger Anstieg des Störpegels während der Nacht, wie er im Winter zu beobachten ist und der als 'Aufgang' der süd- und mittelamerikanischen Quellen zu deuten ist, ist im Sommer in dieser Ausprägung nicht zu beobachten. Das liegt daran, daß auch während der Nacht die europäischen Quellen einen wesentlichen Beitrag zum Störpegel liefern, der den geringeren Anteil des aus südamerikanischen Quellen stammenden Anteils überdeckt.

Die Abb. 10a zeigt das mittlere Störpegelspektrum für den Monat Juni 1971 für die Zeit des Nachmittagsmaximums und für Mitternacht. Zum Vergleich ist wieder das Quellspektrum der Blitze eingezeichnet. Wieder erkennt man wie beim winterlichen Störpegel den starken Abfall unterhalb von 13 kHz. Der Abfall des Störpegels am Tage mit der Frequenz ist weniger steil als während des Winters, d.h. die Dämpfung ist für die höheren Frequenzen geringer. Das Minimum der Dämpfung liegt zwischen 25 und 30 kHz.

Während der Nacht ist bei den höheren Frequenzen die Abweichung vom Quellspektrum weniger groß als im Winter. Der Grund dafür dürfte darin zu suchen sein, daß durch das Angebot von Quellen in größerer Nähe des Empfängers sich das ursprüngliche Quellspektrum im Störpegel mehr durchsetzt.

In Abb. 10b ist entsprechend wie in Abb. 9b wieder die Abhängigkeit der Ausbreitungsdämpfung von der Frequenz dargestellt. Da man für die Nacht nicht mit einer mittleren Entfernung der Hauptstörquellen rechnen kann, da wahrscheinlich sowohl die Quellen im Mittelmeerraum als auch die des amerikanischen Kontinents wesentlich zum Störpegel beitragen, wurde nur für den Tag eine Dämpfungskurve angegeben. Dabei wurde mit einer mittleren Entfernung von 1500 km gerechnet.

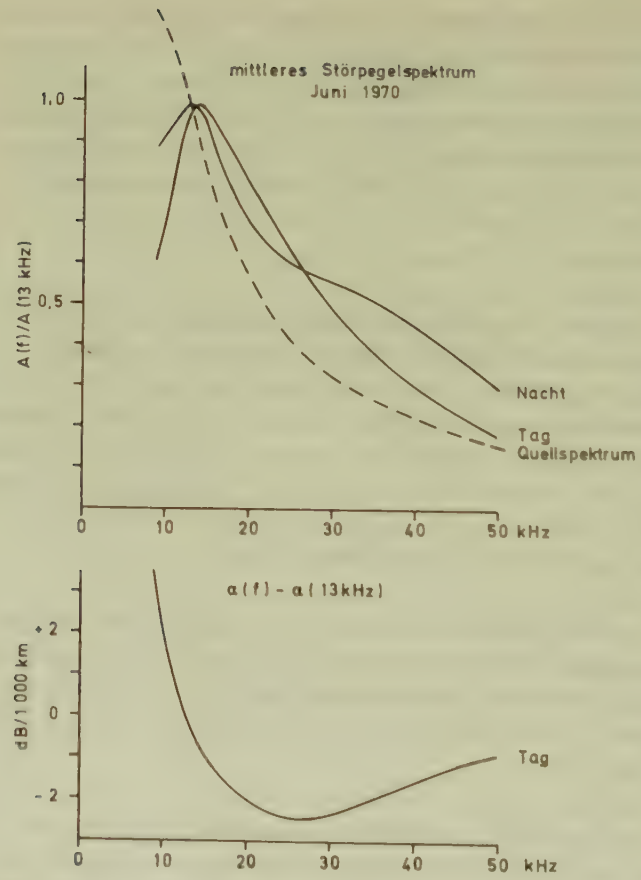


Abb. 10a Mittleres Störpegelspektrum zur Mittagszeit und um Mitternacht für Juni 1970. Gestrichelte Kurve: Mittleres Quellspektrum der Blitze nach Taylor und Jean. Die Kurven sind auf den Wert 1 bei 13 kHz normiert.

Abb. 10b Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungsdämpfung am Tage errechnet aus den Werten der Abb. 10a unter Annahme einer mittleren Entfernung der Störquellen von 1500 km.

4. Die Auswirkungen von Solar-Flare-Effekten auf Längstwellenregistrierungen

Während einer chromosphärischen Eruption der Sonne steigt die solare Röntgenstrahlung auf ein Vielfaches ihres normalen Wertes. Diese zusätzliche Röntgenstrahlung ruft in der D-Region eine Zusatzionisierung hervor, die zu einer Veränderung der Längstwellenausbreitung führt (Rowe, 1970).

Auf Störpegelregistrierungen beobachtet man bei Frequenzen oberhalb 20 kHz eine plötzliche Zunahme, die innerhalb von 1-2 Stunden wieder auf ihren alten Wert abfällt. Diese plötzliche Zunahme der Atmospherics wird in der angelsächsischen Literatur als SEA-Effekt bezeichnet (sudden enhancement of atmospherics). Auf Frequenzen unterhalb 10 kHz beobachtet man meist eine Abnahme des Störpegels, während zwischen 10 kHz und 15 kHz der Effekt kaum bemerkbar ist.

Registriert man die Feldstärke eines Längstwellensenders in einem festen Abstand vom Sender, so ist je nach der Änderung der Interferenz von Boden- und Raumwelle entweder eine Zunahme oder eine Abnahme der Feldstärke zu beobachten.

4.1 Individuelle Registrierbeispiele

Als Beispiele für die Auswirkungen von Solar-Flare-Effekten auf die Längstwellenausbreitung geben die Abbildungen 11-16 den Tagesgang von Registrierungen in Lindau an 6 Tagen aus dem Jahre 1970 wieder. Es sind die Registrierungen der Feldstärkeamplitude von 4 Längstwellensendern und des integrierten Mittelwertes von Atmospherics. Im einzelnen sind es folgende Registrierungen:

Sender:	16.0 kHz	Rugby
	19.6 kHz	Criggion
	50.0 kHz	Prag
	60.0 kHz	Rugby

Atmospherics: 5 kHz
9 kHz
13 kHz
22 kHz
27 kHz
35 kHz
49 kHz

Außerdem ist auf den Abbildungen der Verlauf des Röntgenstrahlungsflusses im Bereich von 1-8 Angström und 8-20 Angstrom angegeben, wie er vom Satelliten Solrad 9 gemessen wurde. Die regelmäßig im Abstand von 100 Minuten wiederkehrenden Ausfälle in den Registrierungen sind eine Folge des Eintauchens des Satelliten in den Erdschatten.

Im folgenden wird ein kurzer Kommentar zu den einzelnen Bildern gegeben:

28. Januar 1970 (Abb. 11)

An diesem Tage sind auf den Registrierungen der Röntgenstrahlung eine Reihe größerer Effekte zu beobachten. Zwei Effekte finden vor Einsetzen des Sonnenaufgangseffektes auf den Längstwellenregistrierungen statt. Sie verursachen weder eine Änderung der Feldstärkeamplitude der Sender noch des integrierten Mittelwertes der Atmospherics. Auch der Eruptionseffekt während des Sonnenaufgangs verändert den Verlauf des Sonnenaufgangseffektes auf den Längstwellenregistrierungen nicht. Während des Tages treten zwei Effekte auf, um 10:18 UT und um 14:48 UT. Beide Effekte sind deutlich durch einen Anstieg auf den Senderregistrierungen 19.6 kHz und 16 kHz und den Störpegelregistrierungen 22 kHz und 35 kHz zu erkennen. Weniger deutlich wirken sich die Effekte auf den Senderfrequenzen 50 kHz und 60 kHz aus. Auf 50 kHz ist eine leichte Abnahme der Amplitude zu beobachten, auf 60 kHz macht sich nur der Effekt um 10:18 UT durch einen leichten Anstieg bemerkbar. Auf den Frequenzen 13 kHz und 9 kHz ändert sich der Störpegel während der Effekte nicht. Auf der 49 kHz-Sferics-Registrierung sind die Effekte wegen des geringen Störpegels am Tage wenig ausgeprägt.

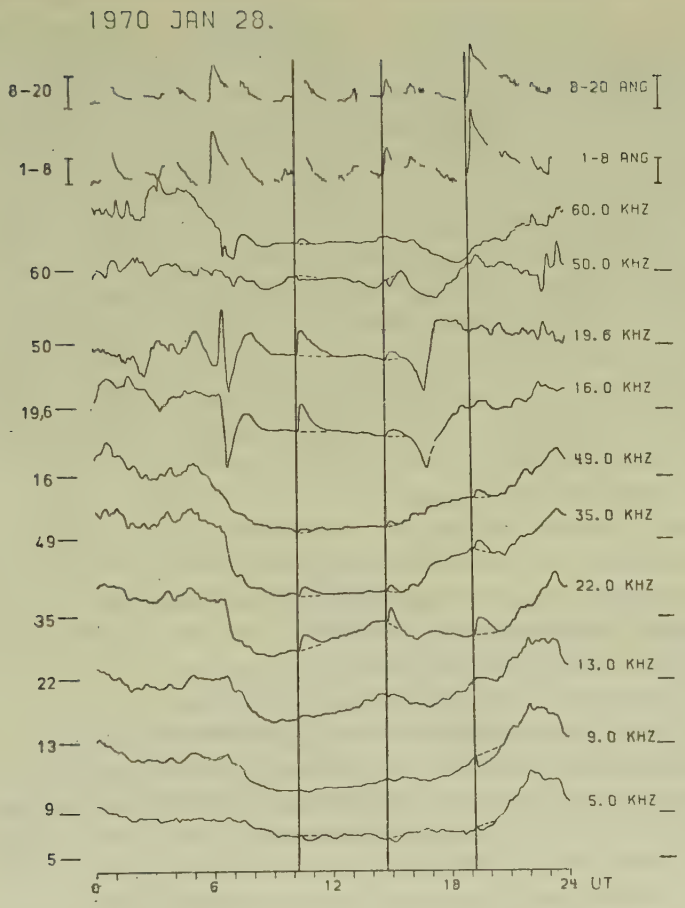


Abb. 11 Auswirkungen von Flares auf die solare Röntgenstrahlung (1-8 Å, 8-20 Å), auf die Feldstärke von Längstwellensendern (16-50 kHz) und auf den integrierten Mittelwert von Atmospherics (5-49 kHz) am 28.1.1970.

Die rechte Ordinatenleiste gibt die Bezugsnullpunkte für die linear aufgetragene Feldstärke der empfangenen Sender und Atmospherics wieder. Für die logarithmisch aufgetragene Röntgenstrahlungsintensität ist die Änderung um den Faktor 10 angegeben. Die Maßstäbe der Ordinaten sind so gewählt, daß die einzelnen Kurven in der Darstellung dieselbe Höhe einnehmen.

Von besonderem Interesse ist der Effekt nach Sonnenuntergang um 19:15 UT. Bei diesem besonders starken Effekt steigt die Röntgenstrahlungsintensität auf etwa den 500-fachen Wert gegenüber der ruhigen Sonne an. Auf den Senderregistrierungen macht sich der Effekt nicht bemerkbar, da die gesamte Ausbreitungsstrecke bereits im Erdschatten liegt. Auf den Störpegelregistrierungen ist aber gleichzeitig auf den Frequenzen 22 kHz, 35 kHz und 49 kHz eine deutliche Zunahme festzustellen. Daß es sich dabei nicht um eine zufällige plötzliche Zunahme der Gewittertätigkeit im Nah-Bereich handelt, erkennt man daran, daß der Störpegel auf 9 kHz gleichzeitig abnimmt, wie man es oft bei Eruptionseffekten beobachtet. Daß der Effekt sich auf die Störpegelregistrierungen auswirkt, obwohl an der Beobachtungsstation längst die Sonne untergegangen ist, zeigt, daß ein Teil der Ausbreitungsstrecke der Atmospherics zum Empfänger noch von der Sonne beschienen ist. In Abb. 17 ist in die Weltkarte die Linie gleichzeitigen Sonnenuntergangs zur Zeit des Effektes um 19:15 UT in der Ionosphäre in 90 km Höhe eingezeichnet. Ein Teil der Atmospherics, die zum Störpegel in Lindau beitragen, muß also ihren Ursprung jenseits dieser Linie haben, d.h. sie kommen aus Entfernungen von mehr als 4000 km, wobei ihr Ursprung über dem Atlantik und dem amerikanischen Kontinent zu suchen ist.

Von über 100 untersuchten Solar-Flare-Effekten war der vorliegende Fall der einzige, bei dem man nach Sonnenuntergang am Beobachtungsort noch einen Effekt auf den Störpegelregistrierungen feststellen konnte. Das ist ein Beweis dafür, daß am Tage praktisch nur Atmospherics aus der Tageshemisphäre empfangen werden. Wie aus dem Verhalten des Störpegels bei Sonnenaufgang ersichtlich, ist die Dämpfung beim Durchlaufen der Dämmerungszone anscheinend so groß, daß jenseits dieser Zone keine Atmospherics empfangen werden können.

29. Juni 1970 (Abb. 12)

Neben einigen sehr kleinen Effekten ist hier im wesentlichen nur ein großer Effekt um 12:09 UT festzustellen. Gleichzeitig beobachtet man auf allen Senderregistrierungen und auf den Sfericsregistrierungen ab 22 kHz einen Anstieg der Feldstärke, während auf 5 kHz der Störpegel deutlich abnimmt. Auf den Frequenzen 13 kHz und 9 kHz ist wieder wie bei dem Beispiel vom 28. Januar 1970 keine Änderung zu bemerken. Die beiden Höcker auf den Registrierkurven setzen später als der Flare-Effekt ein, stehen also mit diesem nicht im Zusammenhang und sind wohl auf Störungen im Nahbereich zurückzuführen. Diese Störungen überlagern sich dem Flare-Effekt auch auf den übrigen Sferics-Registrierungen. Zu beachten ist, daß die Amplitude des Senders bei 50 kHz während des Flare-Effektes zunimmt, im Gegensatz zu der Registrierung vom 28.1.70, wo sie bei beiden Effekten abnimmt.

7. Juli 1970 (Abb. 13)

Hier zeigen die Registrierungen der Röntgenstrahlung einen starken Eruptionseffekt um 16:50 UT. Die Intensität der Strahlung im Bereich von 1-8 Angström nimmt dabei um den Faktor 100 zu. Wieder erkennt man auf den Senderregistrierungen gleichzeitig einen Anstieg, außer bei 50 kHz, wo die Feldstärkeamplitude während des Effektes abnimmt. Bei den Atmospherics steigt der Störpegel bei den höheren Frequenzen ab 22 kHz an, auf der Frequenz 5 kHz nimmt er ab, bei 13 und 9 kHz ändert er sich kaum.

19. August 1970 (Abb. 14)

An diesem Tage tritt außer einigen kleineren und mittelgroßen Effekten ein sehr starker Effekt um 11:14 UT auf, bei dem die Intensität der Röntgenstrahlung bei 1-8 Å fast um den Faktor 1000 ansteigt. Besonders bemerkenswert sind dabei die Auswirkungen auf den Verlauf

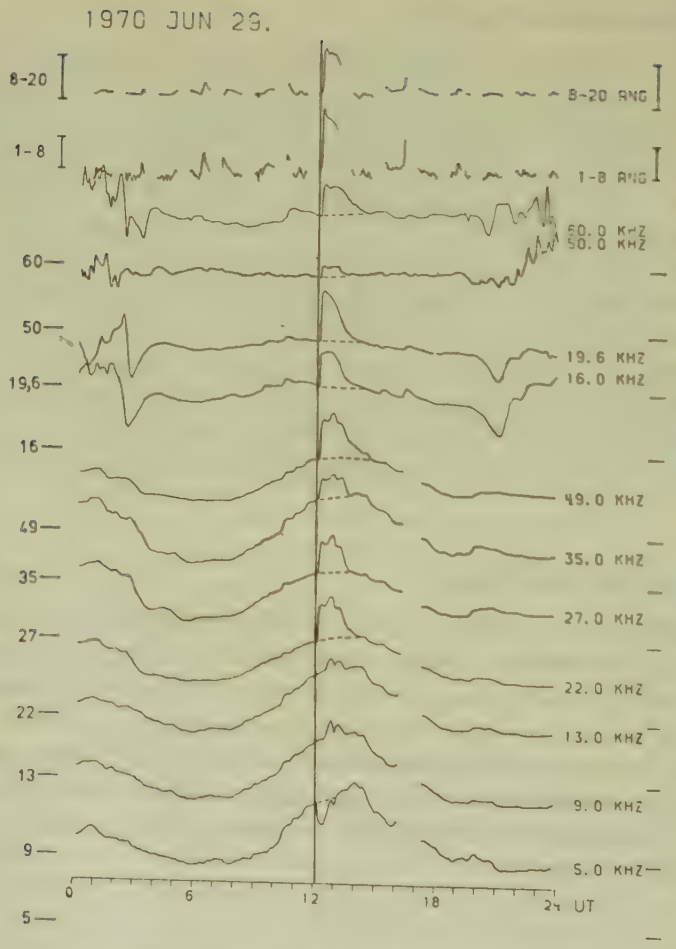


Abb. 12 Auswirkungen eines Flares auf die solare Röntgenstrahlung (1-8 Å, 8-20 Å), auf die Feldstärke von Längstwellensendern (16-50 kHz) und auf den integrierten Mittelwert von Atmospherics (5-49 kHz) am 29.6.1970.

Die rechte Ordinatenleiste gibt die Bezugsnullpunkte für die linear aufgetragene Feldstärke der empfangenen Sender und Atmospherics wieder. Für die logarithmisch aufgetragene Röntgenstrahlungsintensität ist die Änderung um den Faktor 10 angegeben. Die Maßstäbe der Ordinaten sind so gewählt, daß die einzelnen Kurven in der Darstellung dieselbe Höhe einnehmen.

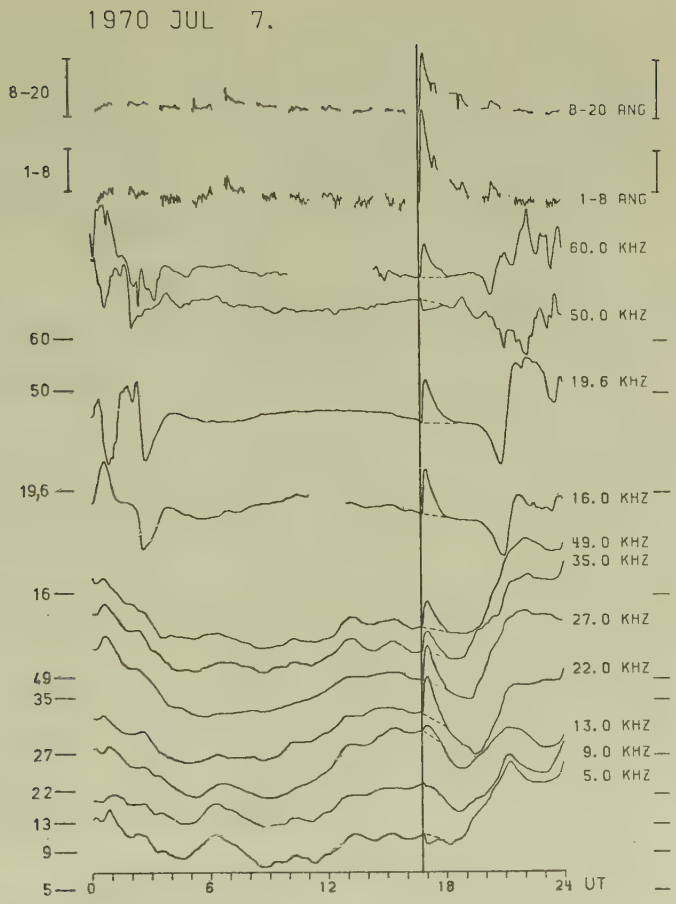


Abb. 13 Auswirkungen eines Flares auf die solare Röntgenstrahlung (1-8 Å, 8-20 Å), auf die Feldstärke von Längstwellensendern (16-50 kHz) und auf den integrierten Mittelwert von Atmospherics (5-49 kHz) am 7.7.1970.

Die rechte Ordinatenleiste gibt die Bezugsnullpunkte für die linear aufgetragene Feldstärke der empfangenen Sender und Atmospherics wieder. Für die logarithmisch aufgetragene Röntgenstrahlungsintensität ist die Änderung um den Faktor 10 angegeben. Die Maßstäbe der Ordinaten sind so gewählt, daß die einzelnen Kurven in der Darstellung dieselbe Höhe einnehmen.

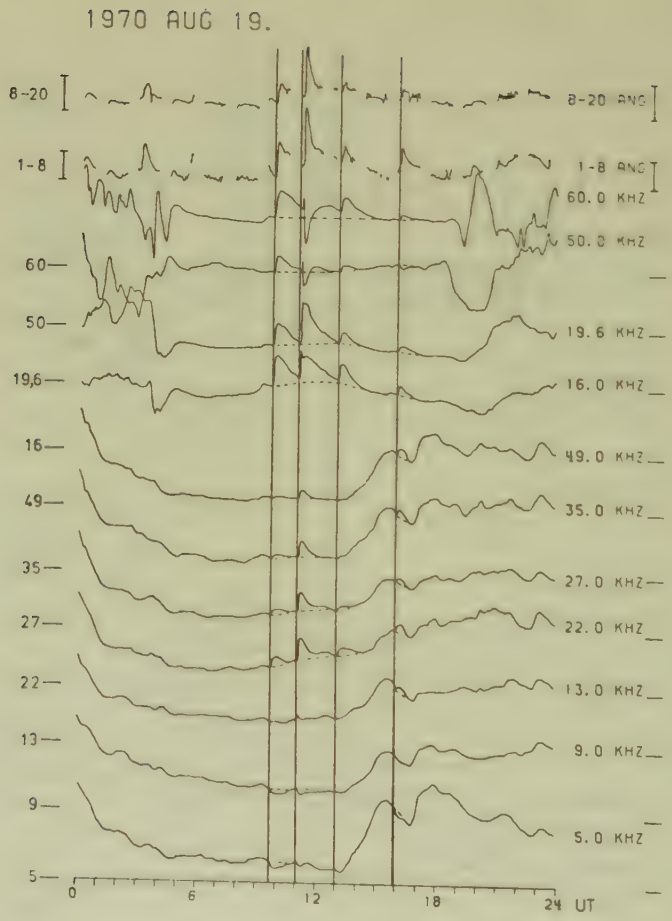


Abb. 14 Auswirkungen eines Flares auf die solare Röntgenstrahlung (1-8 Å, 8-20 Å), auf die Feldstärke von Längstwellensendern (16-50 kHz) und auf den integrierten Mittelwert von Atmospherics (5-49 kHz) am 19.8.1970.

Die rechte Ordinatenleiste gibt die Bezugsnullpunkte für die linear aufgetragene Feldstärke der empfangenen Sender und Atmospherics wieder. Für die logarithmisch aufgetragene Röntgenstrahlungsintensität ist die Änderung um den Faktor 10 angegeben. Die Maßstäbe der Ordinaten sind so gewählt, daß die einzelnen Kurven in der Darstellung dieselbe Höhe einnehmen.

der Feldstärkeamplitude der registrierten Sender, besonders bei den Frequenzen 50 und 60 kHz. Nach einem anfänglichen Anstieg nimmt die Amplitude plötzlich wieder ab, um während des Maximums der Röntgenstrahlungsintensität ein Minimum zu zeigen. Mit der Abnahme der Röntgenstrahlung nimmt die Amplitude wieder zu, durchläuft ein flaches Maximum und nimmt nach Beendigung des Effektes wieder die Amplitude vor Beginn des Effektes an.

Die Erklärung für dieses Verhalten ergibt sich daraus, daß am Empfangsort die Feldstärkeamplitude durch Interferenz von Boden- und Raumwelle zustande kommt. Die zusätzliche Ionisierung der tiefen Ionosphäre durch die solare Röntgenstrahlung bewirkt außer einer Verbesserung der Reflexion vor allem ein Absinken der Reflexionshöhe. Das Absinken der Reflexionshöhe ändert die Phasenlage der Raumwelle gegenüber der Bodenwelle, so daß, je nach der vorhergehenden Phasenlage, die Gesamtfeldstärke entweder zunimmt oder abnimmt. Im vorliegenden Beispiel nimmt die Feldstärke zunächst zu. Ist der Eruptionseffekt genügend groß, so wird ein Punkt erreicht, an dem Boden- und Raumwelle genau gleichphasig sind, so daß ein noch weiteres Herabsinken des Reflexionsniveaus nur noch zu einer Abnahme der Gesamtfeldstärke führen kann. Nimmt dann nach Erreichen des Maximums die Strahlungsintensität wieder ab, so wird der ganze Prozeß wieder in umgekehrter Reihenfolge durchlaufen, aber wegen der langsameren Abnahme der Röntgenstrahlung auch entsprechend langsamer.

Das Verhalten des Störpegels während des Effektes entspricht dem bereits mehrfach erläuterten, nämlich eine Zunahme bei den höheren Frequenzen und eine Abnahme bei den tieferen.

27. August 1970 (Abb. 15)

Hier ist ein Flare zu beobachten, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die zugehörige Röntgenstrahlungsintensität zuerst allmählich

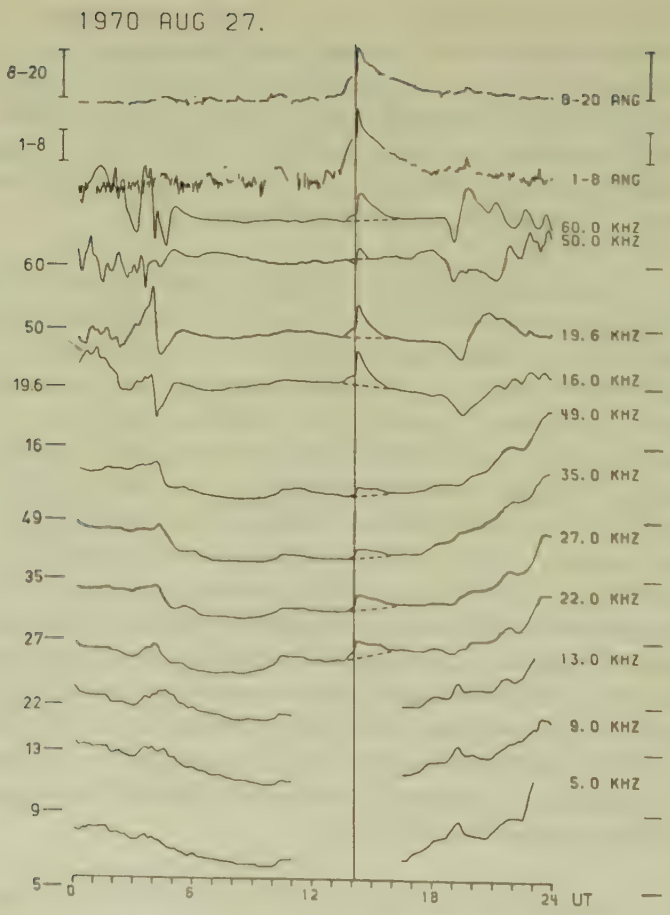


Abb. 15 Auswirkungen eines Flares auf die solare Röntgenstrahlung (1-8 Å, 8-20 Å), auf die Feldstärke von Längstwellensendern (16-50 kHz) und auf den integrierten Mittelwert von Atmospherics (5-49 kHz) am 27.8.1970.

Die rechte Ordinatenleiste gibt die Bezugsnullpunkte für die linear aufgetragene Feldstärke der empfangenen Sender und Atmospherics wieder. Für die logarithmisch aufgetragene Röntgenstranlungsintensität ist die Änderung um den Faktor 10 angegeben.
Die Maßstäbe der Ordinaten sind so gewählt, daß die einzelnen Kurven in der Darstellung dieselbe Höhe einnehmen.

ansteigt, um dann nach einer Stufe nochmals steil anzusteigen. Die Röntgenstrahlung nimmt dabei im ganzen um den Faktor 50 zu. Wie man sieht, spiegelt sich dieser stufenförmige Anstieg auch in den Längstwellenregistrierungen wieder.

28. August 1970 (Abb. 16)

Dieser Tag ist gekennzeichnet durch die Aufeinanderfolge einer Vielzahl kleiner und mittlerer Effekte. Auch hier sind die Effekte auf den Längstwellenregistrierungen ein Abbild des Verlaufs der solaren Röntgenstrahlung.

4.2 *Statistische Beziehungen zwischen Solar-Flare-Effekten und Sferics-Registrierungen*

Wie anhand der Abbildungen 11-16 gezeigt wurde, besteht ein enger Zusammenhang zwischen der Zunahme der solaren Röntgenstrahlung während einer chromosphärischen Eruption und dem Verlauf von Längstwellenregistrierungen. Es zeigt sich, daß dieser Verlauf bei der Registrierung von Längstwellensendern darüberhinaus von der Interferenz von Boden- und Raumwelle abhängt, d.h. vom Zustand der Ionosphäre vor Einsetzen der Eruption. So kann der Flare-Effekt entweder eine Zunahme oder auch eine Abnahme der Feldstärke zur Folge haben, es kann aber auch während eines Effektes beides nacheinander eintreten, wie Abb. 14 zeigt. Bei den Störpegelregistrierungen wurde dagegen bei den Frequenzen 22 kHz und darüber stets eine Zunahme festgestellt. Diese Zunahme ist im allgemeinen auch um so größer, je größer der Effekt ist. Zur Untersuchung der Frage, ob man aus der Größe der Änderung des integrierten Mittelwertes während eines Flares auf die Zunahme des solaren Röntgenstrahlungsflusses schließen kann, wurden für den Zeitraum vom 15.6.1970 bis 10.7.1971 alle auf den Sferics-Registrierungen beobachteten Flares mit den Röntgenstrahlungsmessungen verglichen, die an Bord der

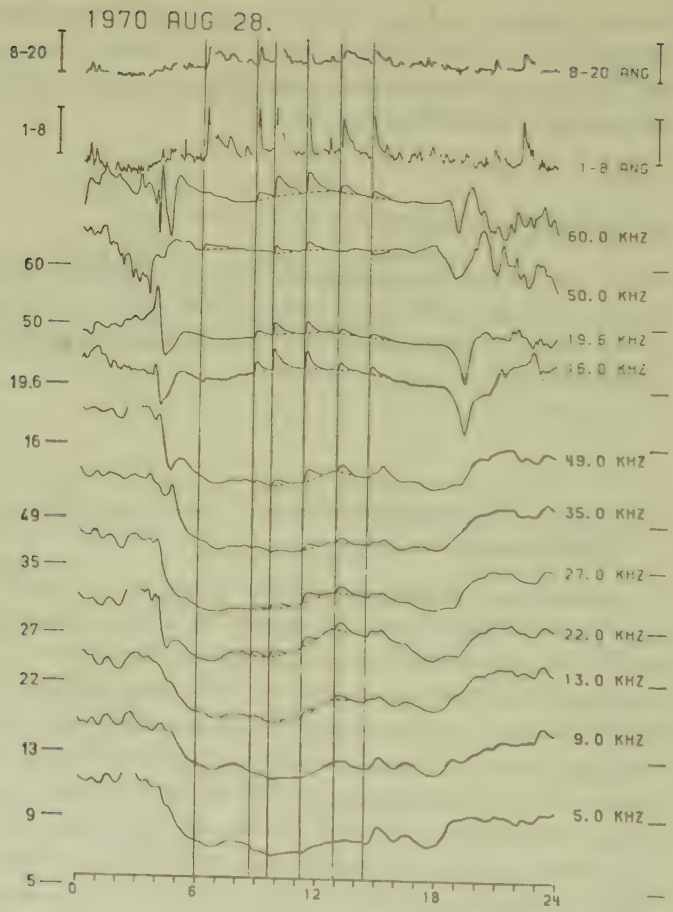


Abb. 16 Auswirkungen von Flares auf die solare Röntgenstrahlung (1-8 Å, 8-20 Å), auf die Feldstärke von Längstwellensendern (16-50 kHz) und auf den integrierten Mittelwert von Atmospherics (5-49 kHz) am 28.8.1970.

Die rechte Ordinatenleiste gibt die Bezugsnullpunkte für die linear aufgetragene Feldstärke der empfangenen Sender und Atmospherics wieder. Für die logarithmisch aufgetragene Röntgenstrahlungsintensität ist die Änderung um den Faktor 10 angegeben.
Die Maßstäbe der Ordinaten sind so gewählt, daß die einzelnen Kurven in der Darstellung dieselbe Höhe einnehmen.

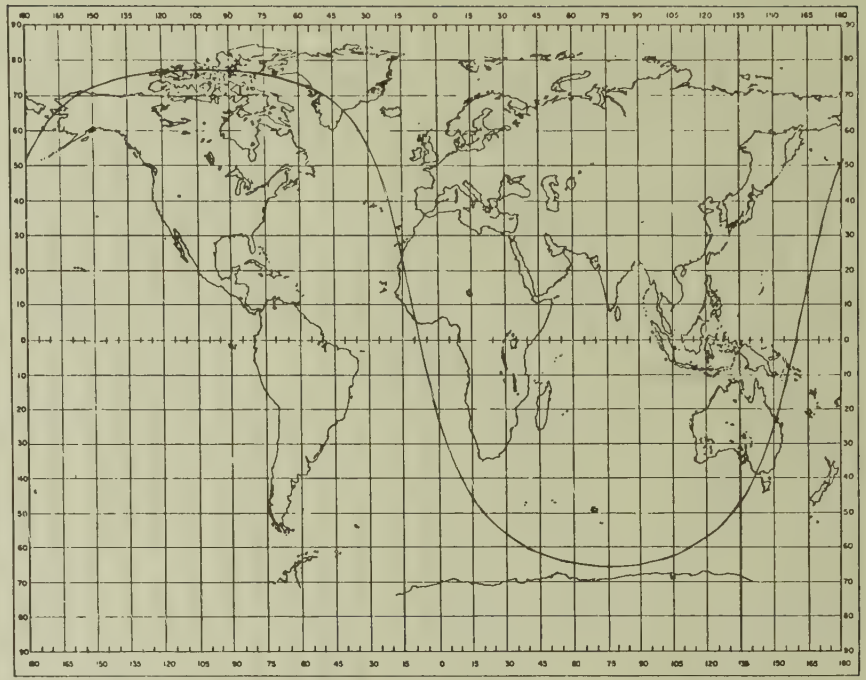


Abb. 17 Linie gleichzeitigen Sonnenaufgangs bzw. Untergangs in 90 km Höhe über dem Erdboden am 28.1.1970 um 19:15 UT.

Satelliten Solrad 9 und Explorer 33 und 35 gemacht wurden und die monatlich veröffentlicht werden. Im betrachteten Zeitabschnitt konnten 120 plötzliche Pegeländerungen erkannt werden, die mit gemeldeten Sonneneruptionseffekten im Zusammenhang standen. Es zeigte sich, daß für die Beobachtung von Flare-Effekten die Frequenz von 27 kHz am besten geeignet ist, da nach tieferen Frequenzen hin die relative Zunahme des Störpegels bei Flares geringer wird, um dann unterhalb von 10 kHz in eine Abnahme überzugehen. Bei höheren Frequenzen ist der Störpegel am Tage vor allem im Winter oft so gering, daß eine sichere Auswertung des Effektes nicht möglich ist. Um festzustellen, wie groß die Korrelation zwischen der Zunahme der solaren Röntgenstrahlung und der Zunahme des Sfericspegels ist, wurde die relative Zunahme des Störpegels E_{max}/E_{vor} auf der Frequenz 27 kHz mit dem Maximum der Röntgenstrahlung bei solaren Eruptionen in den Spektralbereichen 0.5-3 Å, 1-8 Å und 8-20 Å nach den Messungen von Solrad 9 in Beziehung gesetzt. Ebenso wurde die relative Zunahme der Röntgenstrahlung im Bereich von 2-12 Å, wie sie von den Satelliten Explorer 33 und 35 gemessen wurden, mit der relativen Zunahme des Sfericspegels verglichen. Dabei wurden Effekte, die eher als zwei Stunden nach Sonnenaufgang und später als zwei Stunden vor Sonnenuntergang stattfanden, nicht berücksichtigt. Das gleiche geschah bei Eruptionen, die im Sommer während sehr hoher Störpegelwerte stattfanden, d.h. bei starken Quellen im Nahbereich. Denn bei Sfericsmessungen während der Dämmerung ist immer damit zu rechnen, daß ein Teil der Ausbreitungsstrecken im Nachtbereich liegt, so daß ein einfacher Zusammenhang zwischen Störpegelanstieg und Dämpfungsänderung nicht besteht. Ähnlich kompliziert sind die Verhältnisse bei Gewittern im Nahbereich unter 1000 km, da bei der Ausbreitung von Längstwellen über kürzere Entfernungen außer der dominierenden 1. Mode auch Moden höherer Ordnung zur Gesamtfeldstärke beitragen, die mit der 1. Mode interferieren, so daß eine Zunahme der Ionisierung der D-Schicht nicht unbedingt zu einer Zunahme der Feldstärke führen muß. So konnte Feibelmann (1958) während einer Sonneneruption eine Abnahme des Störpegels auf 27 kHz beobachten.

Die Abb. 18 zeigt den gefundenen Zusammenhang zwischen der solaren Röntgenstrahlung und der relativen Zunahme des Störpegels bei 27 kHz. Man erkennt eine deutliche positive Korrelation zwischen der relativen Zunahme des Sfericspegels und dem Logarithmus des Maximums des Röntgenstrahlungsflusses. Die Korrelationskoeffizienten für die verschiedenen Spektralbereiche der Solrad 9-Messungen ergeben sich zu

$r = 0{,}27$ für 0,5 - 3 Å

$r = 0{,}66$ für 1 - 8 Å

und $r = 0{,}76$ für 8 - 20 Å.

Der Korrelationskoeffizient für den Spektralbereich 2-12 Å, aus den Messungen von Explorer 33 und 35, beträgt 0,41.

Die beste Korrelation ergibt sich demnach für den Spektralbereich von 8-20 Å, während die geringste Korrelation im Bereich von 0,5 - 3 Å zu finden ist. Die relativ geringe Korrelation zwischen der Zunahme des Störpegels und dem Anstieg der solaren Röntgenstrahlung erklärt sich zum Teil daraus, daß die geographische Verteilung der Störquellen während jedes einzelnen Flare-Ereignisses verschieden ist. Denn die Zunahme des Störpegels infolge einer Abnahme der Dämpfung ist um so größer, je weiter entfernt die Hauptgewitterzentren liegen. Die besonders schlechte Korrelation für den Wellenlängenbereich 0,5 - 3 Å scheint eine Folge der lückenhaften Messungen in diesem Bereich zu sein. Es können hier nämlich nur kleine und mittlere Effekte ausgewertet werden, da bei größeren Effekten der Elektrometerverstärker für den 0,3 - 3 Å-Detektor übersteuert wird. Daß die Diagramme für den 3 - 8 Å-Bereich und den 2-12 Å-Bereich voneinander so verschieden sind, liegt an den unterschiedlichen Messungen der beiden Systeme Solrad 9 und Explorer 33 und 35.

Da offenbar der beste Zusammenhang zwischen der Zunahme der Röntgenstrahlung und der Erhöhung des Störpegels im Bereich von 8 - 20 Å besteht, wird im folgenden nur noch dieser Bereich betrachtet.

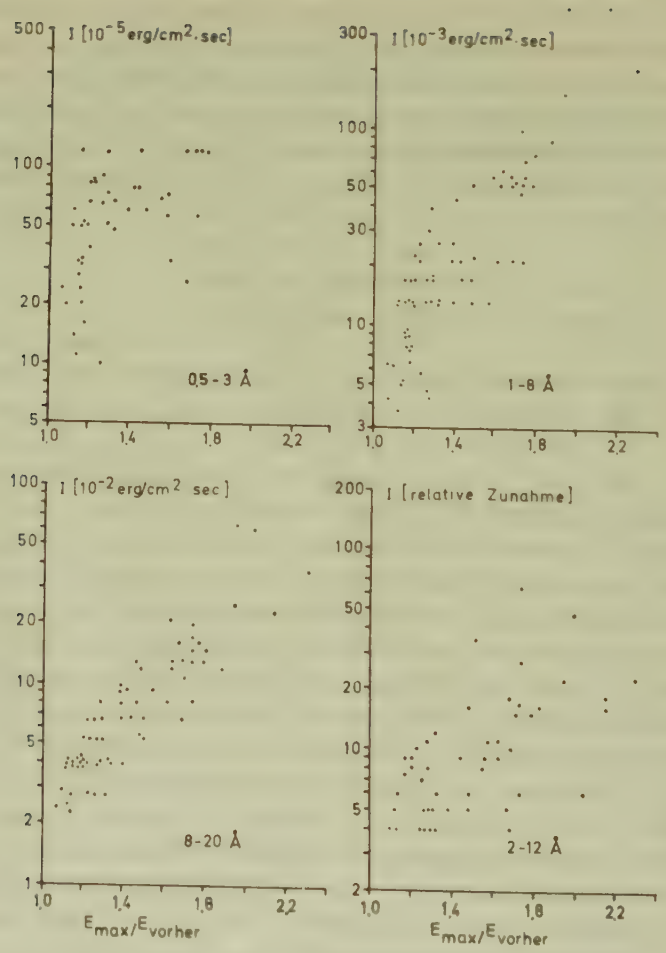


Abb. 18 Zusammenhang zwischen der relativen Zunahme E_{max}/E_{vorher} des Sfericspegels auf 27 kHz bei Flare-Effekten und der maximalen solaren Röntgenstrahlungsintensität in verschiedenen Spektralbereichen nach Satellitenmessungen.

Die Abb. 19 zeigt den Zusammenhang zwischen der relativen Zunahme des Sfericspegels auf den Frequenzen 22, 27, 35 und 49 kHz und dem Maximum der Röntgenstrahlung im Spektralbereich 8 - 20 Å. Dieser Zusammenhang läßt sich am besten durch die Formel

$$\log I = a \cdot \left(\frac{E_{max}}{E_{vor}} - 1 \right) + \log I_S \qquad (8)$$

darstellen. Es besteht also ein linearer Zusammenhang zwischen der relativen Zunahme E_{max}/E_{vor} des Störpegels und dem Logarithmus des solaren Röntgenflusses im Maximum eines Flares. Die Größe I_S in Gl. (8) stellt die Schwellwertintensität dar, unterhalb derer keine Änderung des Störpegels zu beobachten ist. Sie ist für alle hier betrachteten Frequenzen gleich groß und beträgt

$$I_S = 2{,}7 \cdot 10^{-2} \text{ erg/cm}^2\text{sec.}$$

Die Form der Gl. (8) deutet eine Art Sättigung der Ionisierung der D-Schicht bei sehr starken Effekten an. Gl (8) läßt sich in der Form schreiben:

$$\frac{E_{max} - E_{vor}}{E_{vor}} = A \cdot \lg \frac{I}{I_S} \qquad (9)$$

in dieser Form ist die Bedeutung des Faktors A leicht zu übersehen, er gibt einfach die relative Zunahme des Störpegels an, wenn während eines Flares die solare Röntgenstrahlung den 10-fachen Wert der Schwellenintensität I_S erreicht. Dieser Faktor ergibt sich für die einzelnen Frequenzen zu

A (22 kHz)	= 0.67	A (27 kHz)	= 0.92
A (35 kHz)	= 0.81	A (49 kHz)	= 0.68

Befinden sich alle Störquellen in der Entfernung ρ vom Empfänger, so ist nach Gl. (7), Seite 25, der integrierte Mittelwert des Störpegels gegeben durch

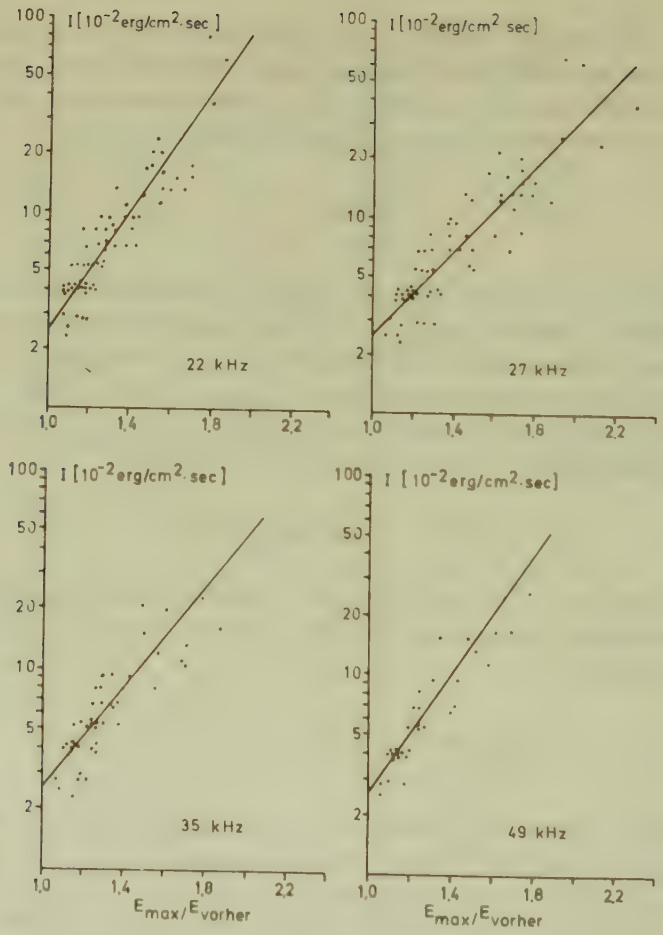


Abb. 19 Zusammenhang zwischen der relativen Zunahme E_{max}/E_{vorher} des Sfericspegels auf verschiedenen Frequenzen bei Flare-Effekten und der maximalen solaren Röntgenstrahlungsintensität im Spektralbereich von 8-20 Å.

$$E^{r} = K \cdot \frac{e^{-\alpha\rho}}{\sqrt{\rho}} = K \cdot \frac{10^{-\alpha'}}{\sqrt{\rho}} \qquad (7)$$

mit $\alpha = \lg e \cdot \alpha'$

wobei α der Dämpfungsfaktor ist. Danach gilt für das Verhältnis des maximalen Störpegels während des Flares zum Störpegel kurz vor dem Flare die Beziehung:

$$E_{max}/E_{vor} = 10^{-(\alpha_{max} - \alpha_{vor}) \cdot \rho} \qquad (10)$$

Mit der Näherung

$$\frac{E_{max}}{E_{vor}} - 1 = 3{,}32 \cdot \lg \frac{E_{max}}{E_{vor}} \quad \text{für } 1 < \frac{E_{max}}{E_{vor}} < 2{,}5 \qquad (11)$$

und den Gl. (9) und (10) erhält man für die Änderung des Dämpfungsfaktors α die Beziehung:

$$(\alpha_{max} - \alpha_{vor}) = - K \cdot \lg \frac{I}{I_S} \qquad (12)$$

mit $K = \frac{20\ A \cdot 10^3}{3{,}32 \cdot \rho}$ (dB/1000 km), ρ in km.

Die Bedeutung des Faktors K in Gl. (12) ist wieder leicht zu übersehen. Er gibt die Dämpfungsabnahme an, wenn bei einer Sonneneruption die solare Röntgenstrahlung den 10-fachen Wert der Schwellenintensität I_S erreicht.

Für die einzelnen Längstwellenfrequenzen ergibt sich aus den Messungen für K unter der Annahme einer mittleren Entfernung von 1500 km:

K(22 kHz) = 2,6 dB/1000 km K(27 kHz) = 3,6 dB/1000 km
K(35 kHz) = 3,2 dB/1000 km K(49 kHz) = 2,7 dB/1000 km

Der Faktor K hat also ein Maximum bei 27 kHz, d.h. Flare Effekte sind auf Atmospherics-Registrierungen am besten bei 27 kHz beobachtbar.

Der Zusammenhang zwischen der relativer Zunahme des Sfericspegels auf den Frequenzen 9 kHz und 13 kHz und dem Maximum der Röntgenstrahlung im Spektralbereich 8-20 Å ist in Abb. 20 wiedergegeben.

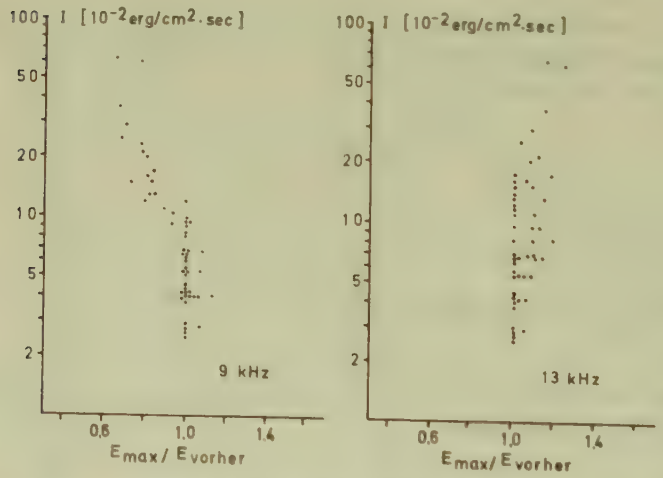


Abb. 20 Zusammenhang zwischen der relativen Änderung E_{max}/E_{vorher} des Sfericspegels auf 9 kHz und 13 kHz bei Flare-Effekten und der maximalen solaren Röntgenstrahlungsintensität im Spektralbereich von 8-20 Å.

Dabei sind alle Flare-Effekte als Punkte eingezeichnet, die auf den höheren Frequenzen ab 22 kHz beobachtet wurden und in Abb. 19 ausgewertet wurden. Wie man sieht, ist bei über der Hälfte der Effekte keine Änderung des Störpegels auf den Frequenzen 9 kHz und 13 kHz festzustellen.

Steigt die Intensität der solaren Röntgenstrahlung über den Schwellwert $10 \cdot 10^{-2}$erg/cm²sec an, so macht sich der Effekt bei 9 kHz durch eine Abnahme des Störpegels bemerkbar. Ein einfacher linearer Zusammenhang zwischen der Änderung des Störpegels und dem Logarithmus der Strahlungsintensität gemäß Gl. (8) läßt sich

hier nicht angeben. Vielmehr scheint das Verhältnis E_{max}/E_{vorher} auch bei sehr starken Effekten nicht unter 0,7 zu sinken. Unterhalb der Schwellenintensität von $10 \cdot 10^{-2}$erg/cm^{2}sec kann es dagegen auch gelegentlich zu einer geringen Zunahme des Störpegels kommen.

Bei der Frequenz 13 kHz beobachtet man während eines Flares entweder keine Änderung des Störpegels oder eine leichte Zunahme. Ob es allerdings zu einer Zunahme kommt, hängt nicht vom Überschreiten einer Schwellwertintensität ab, sondern hat Zufallscharakter. Anscheinend spielt hier der Zustand der Ionosphäre vor dem Einsetzen des Flares eine Rolle.

Die Frequenzabhängigkeit von Sonneneruptionseffekten auf Störpegelregistrierungen zeigt Abb. 21. Die Kurve gibt die relative

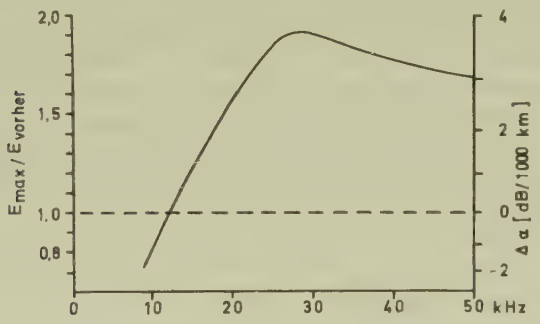


Abb. 21 Frequenzabhängigkeit der relativen Änderung E_{max}/E_{vorher} des Sfericspegels und der Änderung $\Delta\alpha$ der Ausbreitungsdämpfung bei einem Anstieg der solaren Röntgenstrahlung auf $27 \cdot 10^{-2}$erg/cm^2· sec im Bereich von 8-20 Å während Sonneneruptionen.

Änderung E_{max}/E_{vorher} des Störpegels als Funktion der Frequenz an bei einer Zunahme der solaren Röntgenstrahlung im Bereich 8-20 Å auf $27 \cdot 10^{-2}$erg/cm^{2}sec. Das entspricht dem 10-fachen Wert der Schwellwertintensität für die Frequenzen 22 bis 49 kHz. Daher gibt

die Kurve in diesem Frequenzbereich den Verlauf des Faktors A gemäß Gl. (9) wieder. Unter der Annahme einer mittleren Entfernung der Hauptstörquellen von ρ = 1500 km ist auf der rechten Ordinate die entsprechende Abnahme der Ausbreitungsdämpfung in dB/1000 km angegeben. Die größte Dämpfungsabnahme ist also im Bereich um 27 kHz zu finden. Zu niedrigeren Frequenzen nimmt ihr Wert schnell ab, um zwischen 13 kHz und 9 kHz in eine Dämpfungszunahme überzugehen.

5. Interpretation der Messungen anhand geeigneter Wellenleitermodelle

Zur theoretischen Interpretation der Atmosphericsmessungen bedient man sich am besten der Wellenleiter-Mode-Theorie, da die Quellen der Atmospherics meist in größeren Entfernungen als 1000 km liegen. Bei dieser Theorie wird der Raum zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre als Hohlleiter für elektromagnetische Wellen aufgefaßt. Eine derartige Betrachtungsweise liegt für die Längstwellenausbreitung nahe, da es sich hierbei um Wellenlängen handelt, die größenordnungsmäßig gleich der Höhe des Hohlleiters sind. Die vom Blitz ausgestrahlte Energie breitet sich demnach im Raum zwischen Erde und Ionosphäre in Form von Hohlleiterwellen aus.

5.1 Wellenleiter-Mode-Theorie

Hohlleiterwellen lassen sich anschaulich als zwei sich kreuzende ebene Wellen gleicher Amplitude darstellen, deren Einfallswinkel auf die obere und untere Begrenzung des Hohlleiters jeweils gleich ist (Meyer-Pottel, 1974). Sie besitzen solche Phasenlagen und Einfallswinkel, daß die eine Welle jeweils aus der anderen durch Reflexion an der oberen und unteren Begrenzung hervorgeht. Damit ergibt sich für den Einfallswinkel der ebenen Wellen auf die untere oder obere Begrenzung die Bedingungsgleichung

$$R_E \cdot R_I \cdot e^{-ikh \cdot \cos\vartheta} = 1$$

Dabei bedeuten R_E und R_I die Reflexionsfaktoren von Erde und Ionosphäre, k ist die Wellenzahl und h die Höhe des Wellenleiters. Diese sogenannte Mode-Eigenwertgleichung hat im allgemeinen für eine feste Frequenz mehrere Lösungen für den Einfallgswinkel ϑ, die mit ϑ_m bezeichnet werden sollen. Für den einfachen Fall ideal leitender Erde und Ionosphäre, also für $R_E = 1$ und $R_I = 1$ ergibt sich $\cos \vartheta_m = m\pi/kh$.

Diese verschiedenen Lösungen für ϑ definieren nun verschiedene Arten von Hohlleiterwellen, die in der angelsächsischen Literatur als Moden bezeichnet werden. Entsprechend dem Index m spricht man von einer Ausbreitung in der ersten Mode, zweiten Mode usw.

Das Wellenfeld, das durch die Überlagerung der beiden sich kreuzenden ebenen Wellen zustande kommt, schreitet mit der Geschwindigkeit $v = c/\sin \vartheta_m$ in Richtung der Wellenleiterachse fort. Diese Geschwindigkeit definiert die Phasengeschwindigkeit der Hohlleiterwellen.

Im Falle nicht ideal leitender Begrenzungsflächen kann die Mode-Eigenwertgleichung nur erfüllt werden, wenn man komplexe Einfallswinkel ϑ_m zuläßt. Für die beiden ebenen sich kreuzenden Wellen ergeben sich damit quergedämpfte Wellen. Die Phasengeschwindigkeit der Hohlleiterwellen wird damit ebenfalls komplex, d.h. es tritt in der Ausbreitungsformel ein Dämpfungsglied auf.

Bei der Anwendung der Wellenleiter-Mode-Theorie auf die Ausbreitung im Wellenleiter Erde-Ionosphäre sind zylindersymmetrische Lösungen für die Hohlleiterwellen zu finden. Dabei treten in der Mode-Eigenwertgleichung Airy-Integralfunktionen und deren Ableitungen auf (Budden, 1967; Wait, 1962).

Bei einem Blitzschlag werden sämtliche Moden im Hohlleiter angeregt. Je höher die Mode-Ordnung m ist, desto kleiner ist der Einfallswinkel der sich kreuzenden ebenen Wellen auf die Begrenzungsflächen.

Da die Reklexion an der Erde und der Ionosphäre um so besser ist, je streifender der Einfall ist, werden darum die Moden höherer Ordnung stärker gedämpft als die niedrigerer Ordnung. Daher bleibt in größerer Entfernung vom Blitzort als dominierende Mode nur noch die Mode 1. Ordnung übrig. Daher ist im Längstwellenbereich die durch die Austinsche Formel (Sao, 1964)

$$E \sim \frac{1}{\sqrt{\rho}} \; e^{-\alpha\rho}$$

definierte Ausbreitungsdämpfung identisch mit der Dämpfungskonstanten der dominierenden Wellenleitermode (Volland, 1968).

Diese Dämpfungskonstante ist nun abhängig von der Höhenverteilung der Elektronendichte in der Ionosphäre, der Höhenabhängigkeit der Stoßzahl und von der Dielelektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit der Erdoberfläche.

5.2 *Vergleich der Atmosphäriesmessungen mit berechneten Übertragungseigenschaften verschiedener Wellenleitermodelle*

Um die aus den Messungen ermittelte Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungsdämpfung mit einem bestimmten Elektronendichteprofil in Verbindung bringen zu können, wurde für eine Reihe von verschiedenen Elektronendichteprofilen die Dämpfungskonstante der ersten Wellenleitermode im Frequenzbereich von 9 bis 50 kHz berechnet. Dazu wurde in etwas abgewandelter Form ein Rechnenprogramm benutzt, das Herr Dr. Rinnert freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat (Rinnert, 1972).

In diesem Programm wird der Einfluß des Erdmagnetfeldes auf die Ausbreitung nicht berücksichtigt. Daher ist es nur für die Ausbreitung unter Tagesbedingungen brauchbar, da nachts die Reflexion der Längstwellen in größerer Höhe erfolgt, so daß wegen der geringeren Stoßzahl das Erdmagnetfeld nicht vernachlässigt werden kann.

Für Höhenabhängigkeit der Elektronendichte wurde ein Exponentialgesetz der Form

$$N(h) = 250 \cdot e^{(h-Ho)/Hsk}$$

angenommen. Berücksichtigt man die Tatsache, daß der für die Reflexion von Längstwellen maßgebende Höhenbereich nur einige km umfaßt, so erscheint die Annäherung des tatsächlichen Profils durch ein Exponentialgesetz vernünftig. Ho bedeutet in dieser Darstellung die Höhe, in der die Elektronendichte 250/cm^3 beträgt und Hsk ist die Höhe, innerhalb derer sich die Elektronendichte um den Faktor e ändert. Als Stoßzahlprofil wurde ebenfalls ein Exponentialgesetz angenommen, gemäß

$$\nu(h) = 10^8 \cdot 10^{(h-50)/15} \ (sec^{-1}) \quad h \text{ in km.}$$

Dieses Profil entspricht etwa dem Mittel der veröffentlichten Stoßzahlprofile (Belrose, 1964; Mechtly et al., 1967; Piggot und Thrane, 1966). Für die Leitfähigkeit und die Dielelektrizitätskonstante der Erdoberfläche wurden die für die Ausbreitung über Land mittlerer Feuchtigkeit gültigen Werte von $6 = 2 \cdot 10^{-3}$s/m und $\varepsilon = 6$ benutzt (Doluchanow, 1956).

Aus den durchgeführten Rechnungen ergibt sich nun, daß eine Änderung des Gradienten der Elektronendichte bei den tieferen Frequenzen um 10 kHz kaum einen Einfluß auf die Ausbreitungsdämpfung hat, während bei den Frequenzen über 20 kHz ein schnellerer Anstieg der Elektronendichte mit der Höhe eine Abnahme der Dämpfung zur Folge hat. Das zeigen die Abbildungen 22a und 22b, bei denen für die beiden Referenzhöhen Ho von 60 km und 75 km die berechnete Ausbreitungsdämpfung für verschiedene Parameter Hsk angegeben ist. Man erkennt eine relativ hohe Dämpfung bei 9 kHz, die unabhängig von Hsk ist, ein Minimum der Dämpfung bei etwa 20 kHz und einen Wiederanstieg der Dämpfung bis zu 50 kHz. Dieser Wiederanstieg ist umso steiler, je größer der Parameter Hsk ist, d.h., je langsamer die Elektronendichte mit der Höhe zunimmt.

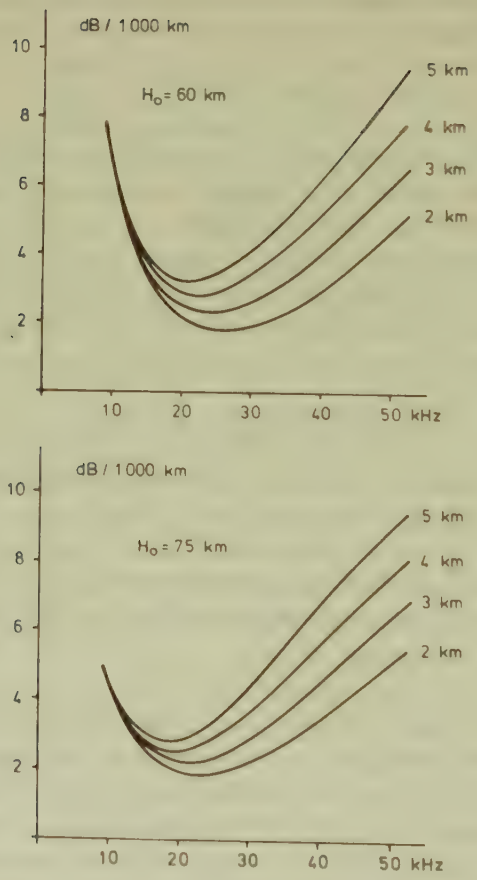


Abb. 22a, 22b Dämpfung des 1. Wellenleitermodes in Abhängigkeit von der Frequenz für eine Schar exponentieller Elektronendichteprofile mit verschiedenen Gradientenparameter H_{sk}

a) Profile mit H_o = 60 km

b) Profile mit H_o = 75 km

Genau umgekehrt ist das Verhalten der Dämpfungskonstanten bei einer Veränderung der Referenzhöhe Ho und gleichbleibendem Elektronendichtegradienten. Hier bewirkt eine Ernisdrigung der Referenzhöhe Ho eine Erhöhung der Dämpfung unterhalb 20 kHz, während sich oberhalb 20 kHz die Dämpfung nur unwesentlich ändert. Dieses Verhalten zeigen die Abbildungen 23a und 23b, bei denen jeweils für Hsk = 5 km und Hsk = 2 km die berechnete Ausbreitungsdämpfung für die beiden Referenzhöhen 60 km und 75 km angegeben ist. Wie man sieht, ist der Verlauf der beiden Dämpfungskurven für Frequenzen oberhalb 20 kHz nahezu identisch, unterhalb 20 kHz nimmt die Dämpfung für die Referenzhöhe Ho von 60 km schneller zu als für Ho = 75 km.

Aus diesem eben dargestellten Verhalten des Dämpfungsverlaufs mit der Frequenz bei Änderung der Parameter Ho und Hsk des Exponentialsprofils der Elektronendichte lassen sich durch Vergleich mit den Ergebnissen der Atmosphericsregistrierungen eine Reihe von Folgerungen ziehen:

1) Der Tagesgang des Sfericspegels folgt oberhalb 20 kHz einem Sonnenstandsgesetz, während das bei den niederen Frequenzen 9 kHz und 13 kHz nicht der Fall ist.
   Das bedeutet, daß eine Zunahme des täglichen Sonnenstandswinkels hauptsächlich eine Zunahme des Elektronendichtegradienten bewirkt und umgekehrt, während die Referenzhöhe sich nur unwesentlich ändert.

2) Die Störpegelregistrierungen bei verschiedenen Frequenzen zeigen, daß im Sommer am Tage die Zunahme der Dämpfung nach höheren Frequenzen hin weniger steil ist als im Winter. Daraus ergibt sich, daß im Winter am Tage der Parameter Hsk größer ist als im Sommer. Die beste Übereinstimmung des aus den Sfericsregistrierungen ermittelten Dämpfungsverlaufs mit berechneten Dämpfungswerten ergibt sich für die Mittagszeit im Winter für Hsk = 4 km und Ho = 70 km, wie Abbildung 24a zeigt.

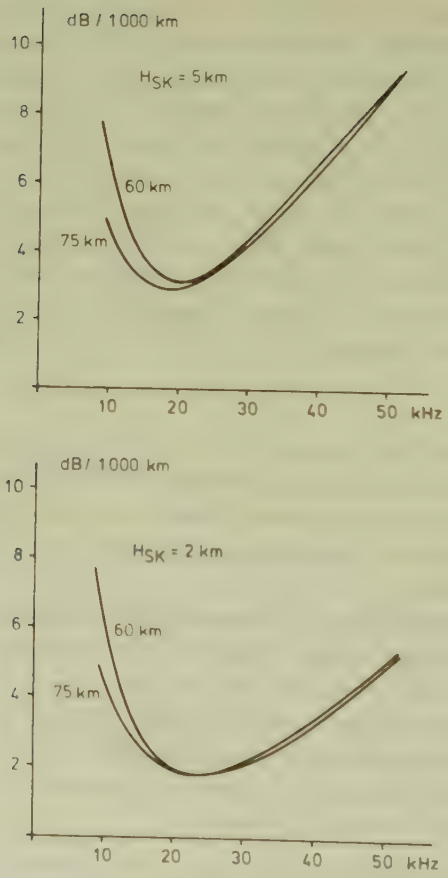


Abb. 23a, 23b Dämpfung des 1. Wellenleitermodes in Abhängigkeit von der Frequenz für zwei Elektronendichteprofile gleicher Steigung aber verschiedener Referenzhöhe Ho

a) H_{sk} = 5 km b) H_{sk} = 2 km

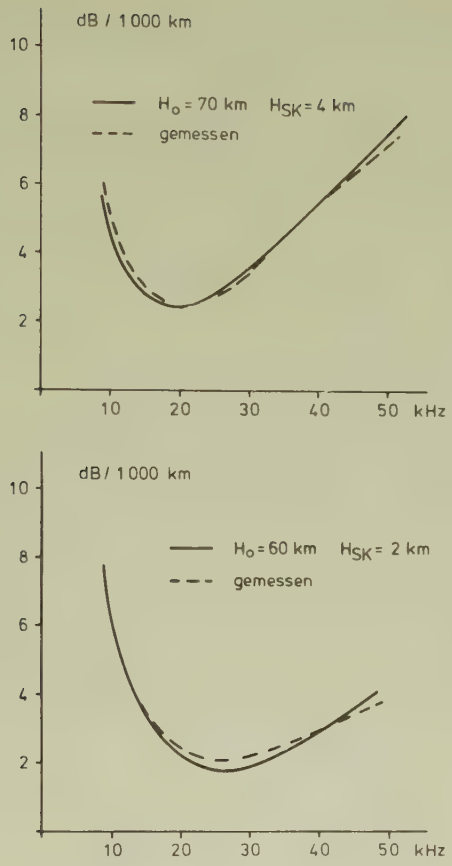


Abb. 24a, 24b Dämpfung des 1. Wellenleitermodes in Abhängigkeit von der Frequenz für ein exponentielles Elektronendichteprofil im Vergleich zur Ausbreitungsdämpfung, ermittelt aus Sfericsmessungen.

a) Parameter des Elektronendichteprofils Ho = 70 km, H_{sk} = 4 km, zum Vergleich die gemessene Ausbreitungsdämpfung zur Mittagszeit im Winter.

b) Parameter des Elektronendichteprofils Ho = 60 km, H_s = 2 km, zum Vergleich die gemessene Ausbreitungsdämpfung zur Mittagszeit im Sommer.

Für einen Sommertag ergibt sich die beste Übereinstimmung zwischen gemessenen und errechneten Werten für ein Elektronendichteprofil mit den Parametern Ho = 60 km und Hsk = 2 km (Abb. 24b).

2) Bei Solar-Flare-Effekten beobachtet man bei Frequenzen oberhalb 20 kHz stets eine Zunahme des Sfericspegels, während man bei der Frequenz von 9 kHz nur bei relativ starken Effekten eine Abnahme beobachtet. Das bedeutet, daß bei kleinen und mäßigen Flare-Effekten nur eine Verkleinerung von Hsk eintritt, während die Referenzhöhe Ho im wesentlichen unverändert bleibt. Nur bei großen Effekten tritt auch zusätzlich eine Verminderung der Referenzhöhe Ho auf, die dann zu einer Abnahme des Pegels bei 9 kHz führt.

Abb. 25 zeigt die berechnete Frequenzabhängigkeit der Dämpfungsänderung durch einen starken Flare-Effekt. Dabei wurde für den Zeitpunkt vor Eintritt des Flares Ho = 70 km und Hsk = 4 km angenommen, für den Zeitpunkt des Maximums des Flares Ho = 55 km und Hsk = 1,5 km. Zum Vergleich ist die gemessene Dämpfungsänderung bei einer Zunahme der solaren Röntgenstrahlung im Bereich von 8-20 Å auf die 10-fache Schwellwertintensität mit eingetragen. Man erkennt hier ein grundsätzlich ähnliches Verhalten der gemessenen und der berechneten Kurven.

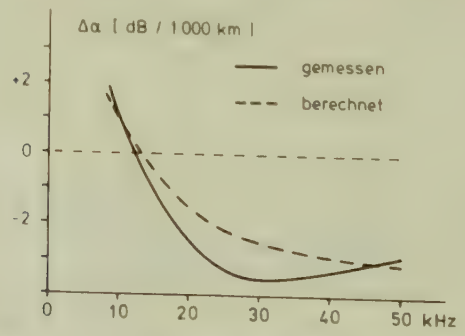


Abb. 25 Aus Sfericsmessungen ermittelte Änderung der Ausbreitungsdämpfung bei einer Zunahme der solaren Röntgenstrahlung auf die 10-fache Schwellwertintensität. Zum Vergleich die berechnete Dämpfungsänderung bei einer Veränderung der Parameter des Elektronendichteprofils von Ho = 70 km, Hsk = 4 km auf Ho = 55 km, Hsk = 1,5 km.

6. Zusammenfassung

Es wird eine Apparatur zur Messung des integrierten Mittelwertes von Atmospherics im Längstwellenbereich beschrieben. Bei hinreichend schmalbandigen Empfängern läßt sich der integrierte Mittelwert durch das Produkt $\bar{A}(\omega) \cdot \bar{n}$ darstellen, wobei $\bar{A}(\omega)$ die mittlere spektrale Amplitude der Atmsopherics ist, und $\bar{n}$ die Zahl der pro Zeiteinheit am Beobachtungsort ankommenden Atmospherics. Durch die gleichzeitige Registrierung des integrierten Mittelwertes auf einer Reihe von Längstwellenfrequenzen erhält man Aufschluß über den Verlauf des mittleren Amplitudenspektrums von Atmospherics. Da die spektrale Amplitude der Atmospherics abhängig ist von der Ausbreitungsfunktion des Wellenleiters Erde-Ionosphäre lassen sich aus den Registrierungen Rückschlüsse auf die Längstwellenausbreitung ziehen.

Die tages- und jahreszeitliche Variation des integrierten Mittelwertes von Atmospherics in Mitteleuropa wird anhand von Monatsmittelwerten für Juni und Dezember 1970 erläutert. Der Tagesgang des Störpegels läßt sich dabei aus dem Zusammenwirken des Tagesgangs der Quellenaktivität und unterschiedlichen Ausbreitungsbedingungen am Tage, in der Dämmerung und in der Nacht darstellen. Auf den Frequenzen oberhalb 20 kHz ist ein deutlicher Gang der Ausbreitungsdämpfung mit dem Sonnenstand festzustellen. Auf den Frequenzen um 10 kHz ist dagegen der Einfluß des Sonnenstandes auf die Ausbreitung am Tage gering.

Das mittlere Sfericsspektrum hat ein Maximum bei 13 kHz und fällt nach höheren und tieferen Frequenzen kontinuierlich ab. Dieser Abfall nach höheren Frequenzen hin ist nachts weniger steil als am Tage und sommertags weniger steil als wintertags. Durch Vergleich der gemessenen mittleren Störpegelspektren mit dem mittleren Quellspektrum von Atmospherics wurde die Abhängigkeit der Dämpfungskonstante von der Frequenz näherungsweise bestimmt. Das Minimum der Dämpfung liegt am Tage zwischen 20 und 25 kHz mit einem starken Anstieg der Dämpfung unterhalb 13 kHz. Die Zunahme der Dämpfung

am Tage nach höheren Frequenzen hin ist im Sommer weniger steil als im Winter. Bei der Nachtausbreitung nimmt die Dämpfung zwischen 9 kHz und 50 kHz kontinuierlich nach höheren Frequenzen hin ab.

Der Einfluß von Sonneneruptionseffekten auf die Längstwellenausbreitung wird anhand von Längstwellenregistrierungen und Satellitenregistrierungen der solaren Röntgenstrahlung demonstriert. Es zeigt sich ein enger Zusammenhang zwischen der Zunahme der solaren Röntgenstrahlung im Bereich von 1-20 Å und der Änderung der Längstwellenausbreitung, so daß Längstwellenregistrierungen während Solar-Flare-Effekten meist bis in Einzelheiten ein Abbild der entsprechenden Registrierungen der solaren Röntgenstrahlung sind.

Bei Sonneneruptionen steigt der Störpegel auf Frequenzen über 20 kHz an, während er unterhalb von 10 kHz abnimmt. Die Feldstärke von Längstwellensendern im Entfernungsbereich von einigen hundert Kilometern vom Sender nimmt dabei entweder zu oder ab, je nach der Entfernung und dem Zustand der Ionosphäre vor Einsetzen des Flares. Dieses unterschiedliche Verhalten wird durch die Interferenz von Boden- und Raumwelle erklärt. Zur quantitativen Erfassung von Flare-Effekten durch Längstwellenregistrierungen ist also die Störpegelregistrierung besser geeignet als die Registrierung eines Längstwellensenders im mittleren Entfernungsbereich.

Zur Erfassung des quantitativen Zusammenhangs zwischen der Änderung des Sfericspegels und der Zunahme der solaren Röntgenstrahlung bei Flare-Effekten wurde die relative Zunahme E_{max}/E_{vorher} des Störpegels mit der maximalen Röntgenstrahlungsintensität verglichen, wie sie vom Satelliten Solrad 9 in den Wellenlängenbereichen 0,5-3 Å, 1-8 Å und 8-20 Å gemessen wurde. Dabei findet man die beste Korrelation für den Bereich 8-20 Å, wenn man die Abhängigkeit der Zunahme des Störpegels von der maximalen Strahlungsintensität in der Form

$$\frac{E_{max}}{E_{vorher}} - 1 = A \cdot \lg \frac{I}{I_S}$$

darstellt. Dabei bedeutet I_S die Schwellwertintensität, unterhalb derer kein Effekt auf den Sfericsregistrierungen zu beobachten ist. Diese Schwellintensität ist für alle Frequenzen zwischen 22 kHz und 49 kHz gleich $2{,}7 \cdot 10^{-2}$erg/cm^{2}sec. Bei der Frequenz 9 kHz ist ihr Wert etwa 3-mal so hoch. Aus der relativen Zunahme des Störpegels läßt sich bei geeigneter Annahme über die mittlere Entfernung der Hauptstörzentren die Dämpfungsabnahme berechnen, und damit auch ihre Abhängigkeit von der Strahlungsintensität. Man findet eine Abhängigkeit in der Form

$$\Delta \alpha = K \cdot \lg \frac{I}{I_S}$$

Diese Dämpfungsabnahme ist am größten bei 27 kHz, zwischen 10 und 13 kHz ist sie null. Bei 9 kHz beobachtet man eine Dämpfungszunahme.

Zur theoretischen Interpretation der Atmosphericsmessungen wurde die Dämpfung des 1. Wellenleitermodes als Funktion der Frequenz für exponentielle Elektronendichteprofile der Formel

$$N(h) = 250 \cdot \exp((h-H_o)/H_{sk}) \ (\mathrm{Eln/cm^3})$$

berechnet. Es zeigte sich, daß eine Änderung des Gradienten der Elektronendichte sich vor allem im Frequenzbereich über 20 kHz bemerkbar macht, während eine Höhenverschiebung fast ausschließlich die Dämpfung unter 10 kHz verändert. Durch Vergleich mit den Dämpfungswerten, die aus den Sfericsmessungen abgeschätzt wurden, ergeben sich für die Parameter H_o und H_{sk} für die Mittagszeit im Winter größere Werte als im Sommer.

Kleine und mittlere Flare-Effekte verändern vor allem den Gradienten der Elektronendichteverteilung, erst bei relativ starken Effekten ändert sich die Referenzhöhe H_o merklich.

7. Literaturverzeichnis

Belrose, J.S., 1964
Present knowledge of the lowest ionosphere,
Aus: Propagation of radio waves at frequencies below 300 Kc/s,
Pergamon Press, Oxford

Budden, K.G., 1961
The Wave-Guide Mode Theory of Wave Propagation,
Logos Press, London

Chilton, C.F., F.K. Steele, R.B. Norton, 1963
VLF-Phase Observations of Solar Flare Ionisation in the D-Region of the Ionosphere,
J. Geophys. Res., 68, 19

Degenhardt, W., 1974
Berechnung der Reflexionseigenschaften verschiedener Ionosphärenmodelle gegenüber Längstwellen und der daraus resultierenden Empfangsfeldstärke zwischen 350 und 900 km Senderentfernung,
Dissertation Göttingen

Doluchanow, M.P., 1956
Die Ausbreitung von Funkwellen,
Verlag Technik, Berlin

Donaubauer, F., H. Lucius, G. Negele, 1966
Rechenverstärker, Eigeschaften-Messungen, Stabilisierung-Sonderanwendungen,
Elektronik Heft 8, 10-13

Dosse, J., 1962
Der Transistor,
R. Oldenbourg-Verlag, München

Einsle, E., 1967
Der Jahres- und Tagesgang der Einfallsrichtung von Atmospherics in Potsdam,
Z. Meteor. 19, 116

Frisius, J., 1965
Über die Bestimmung von Längstwellen-Ausbreitungsparametern aus Feldstärkemessungen am Erdboden,
Mitt. a.d. MPI für Aeron., Springer-Verlag, Berlin

Großkopf, J., 1970
Wellenausbreitung,
Bd. 2, Bibliographisches Institut, Mannheim

Heydt, G., 1965
Die Messung von Amplitudenverteilungen und Gruppenlaufzeitdifferenzen von Atmospherics unter Berücksichtigung des Einfallswinkels,
Kleinheubacher Ber. 10, 69

Horner, F., 1964
Advances in radio research,
Academic Press, New York

Isreal, H., 1961
Atmosphärische Elektrizität, Bd. 2,
Akad. Verlagsgesellschaft Geest u. Portig, Leipzig

Lauter, E.A., 1966
Geophysical Aspects of low frequency atmospherics noise measurements,
Z. Meteor. 18, 201

Mason, B.J., 1963
Problems of atmospherics and space electricity,
Elsevier Publish. Company S. 239

Mechtly, E.A., S.A. Bowhill, L.G. Smith, H.W. Knoebel, 1967
Lower Ionosphere Electron Concentration and Collision Frequency from Rocket Measurements of Faraday Rotation, Differential Absorption and Probe Current,
J. Geophys. Res., 72, 5239

Meinke, H., F.W. Gundlach, 1962
Taschenbuch der Hochfrequenztechnik,
Springer-Verlag, Berlin

Meyer, E., R. Pottel, 1974
Physikalische Grundlagen der Hochfrequenztechnik,
Verlag Friedr. Vieweg, Braunschweig

Mühleisen, R., 1967
Zum Tagesgang der Gewitter,
Kleinheubacher Ber. 12, 97

Müller-Hillebrand, D., 1961
Zur Physik der Blitzentladung,
Elektrotechn. Z. 82, 232

Piggott, R.W., E.V. Thrane, 1966
The collision frequency in the E and D-regions of the ionosphere,
J. Atmosph. Terr. Phys., 28, 311

Revellio, K., 1956
Die atmosphärischen Störungen und ihre Anwendung zur Untersuchung der unteren Ionosphäre,
Mitt. a.d. MPI für Phys. d. Stratosphäre, Weißenau

Rinnert, K., 1971
Ergebnisse auf der Beobachtung von PCA-Effekten mit Hilfe transpolarer Längstwellenausbreitung,
Kleinheubacher Ber. 14

Rinnert, K., 1972
Untersuchung der Längstwellenausbreitung im Erde-Ionosphäre Wellenleiter und ihr Zusammenhang mit Elektronendichteverteilungen in der D-Region

Rowe, J.N., A.J. Ferraro, H.S. Lee, R.W. Kreplin, A.P. Mitra, 1970
Observations of electron density during a solar-flare,
J. Atmosph. Terr. Phys., 32, 1609

Schäning, B., 1966
Messungen statistischer Parameter des atmosphärischen Fukstörpegels in großräumigen Meßnetzen und temperär an mobilen Stationen,
Dissertation Rostock

Stratmann, D., 1970
Berechnung des Wellenfeldes eines Längstwellensenders im Entfernungsbereich bis 1000 km zur kontinuierlichen Sondierung der tiefen Ionosphäre durch Feldstärkemessungen in geeigneten Entfernungen vom Sender,
Mitt. a.d. MPI für Aeron., Nr. 41

Taylor, W.l., A.G. Jean, 1959
Very-Low-Frequency Radiation Spectra of Lightning Discharges,
Journ. Res. Nat. Bur. Stds 63, 199

Taylor, W.L., 1963
Lightning characteristics as derived from sferics,
Problems of atmospheric and space electricity,
Elsevier-Publ. Company, Amsterdam, 388-404

URSI, 1962
The characteristics of terrestrial radio noise,
URSI-Special Report No. 7,
Elsevier-Publ. Company, Amsterdam

Volland, H., 1963
Das statistische Amplitudenspektrum von Atmospherics,
Z. angew. Physik, 15, 541

Volland, H., 1968
Die Ausbreitung langer Wellen,
Friedr. Vieweg Verlag, Braunschweig

Wait, J.R., 1962
Electromagnetic Waves in Stratified Mechia,
Pergamon Press, London

WMO, 1956
World Distribution of Thunderstorm Days,
Part 2: Tables of Marine Data and World Maps,
Organis. Meteorolog. Mond. Geneva

Dem verstorbenen Direktor am Max-Planck-Institut für Stratosphärenphysik, Herrn Prof. A. Ehmert, bin ich für die Übertragung der Arbeit und sein Interesse an der Durchführung der Messungen zu Dank verpflichtet.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Prof. G. Pfotzer und Herrn Prof. W. Dieminger für die Möglichkeit, diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Aeronomie zu beenden und für wertvolle Hinweise.

Ebenso danke ich Herrn Dr. W. Degenhardt und Herrn Dr. D. Stratmann für zahlreiche Ratschläge und Diskussionen.

Lebenslauf

Am 16.3.1938 wurde ich als Sohn des Volksschullehrers Artur Graf und seiner Ehefrau Gertrud, geb. Rosemann in Probsthain, Kreis Goldberg in Schlesien geboren.

Nach der Vertreibung aus Schlesien gelangten wir 1946 nach Schwiegershausen, Kreis Osterode, wo ich auch die Volksschule besuchte. Ab Frühjahr 1949 besuchte ich das Gymnasium in Osterode, wo ich 1958 das Abitur bestand.

Im Sommersemester 1958 begann ich das Physikstudium an der Universität in Göttingen. Am 28.7.1961 legte ich das Vordiplom ab und am 28.7.1966 das Hauptdiplom in Physik. Meine Diplomarbeit mit dem Thema: 'Ein Beitrag zur Untersuchung des atmosphärischen Störpegels im Bereich von 5-50 kHz' fertigte ich am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau/Harz unter Prof. A. Ehmert an.

Seit dem 1.8.1966 bin ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Max-Planck-Institut für Aeronomie angestellt. Am 11.1.1972 heiratete ich meine Frau Maria, geb. Wistuba, und wir haben jetzt eine Tochter.